

UNIVERSIDAD NACIONAL MAYOR DE SAN MARCOS

FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

ESCUELA ACADEMICO PROFESIONAL DE FISICA



**"MEDICION DE LA SECCION EFICAZ DE
ACTIUACION DEL Mn-56 Y Ti-51 CON
RELACION A LA REACCION NUCLEAR DE
A1-27(N,P) Mg-27"**

TESIS

PRESENTADO EN LA FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

PARA OPTAR EL TITULO PROFESIONAL DE

LICENCIADO EN FISICA

JAIME HEWER SAN BARTOLOME MONTERO

LIMA - PERU

1995



UNIVERSIDAD NACIONAL MAYOR DE SAN MARCOS

(Universidad del Peru-Decana de America)

FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

ESCUELA ACADEMICO PROFESIONAL DE FISICA

" MEDICION DE LA SECCION EFICAZ DE ACTIVACION DEL
Mn-56 Y Ti-51 CON RELACION A LA REACCION NUCLEAR
DE Al-27(N, P)Mg-27 "

JAIME HEWER SAN BARTOLOME MONTERO

TESIS PRESENTADO EN LA FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

PARA OPTAR EL TITULO PROFESIONAL DE LICENCIADO EN FISICA

LIMA-PERU

1994

TITULO : " MEDICION DE LA SECCION EFICAZ DE ACTIVACION DE
Mn-56 y Ti-51 CON RELACION A LA REACCION NUCLEAR
DE Al-27(n, p)Mg-27 "

AREA DE
INVESTIGACION : FISICA NUCLEAR

AUTOR : JAIME HEWER SAN BARTOLOME MONTERO

TESIS PRESENTADO EN LA FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS PARA
OPTAR EL TITULO PROFESIONAL DE LICENCIADO EN FISICA .

JURADOS :

Dr. JORGE BRAVO CABREJOS
Dr. AURELIO ARBILDO LOPEZ
Mg. MAXIMO POMA TORRES

FECHA DE SUSTENTACION : 25-10-94 .



[Handwritten signature]

A MI MADRE
Y
MI HIJA
MARIE

MIS AGRADECIMIENTOS

A quienes con su participación posibilitaron la realización del presente trabajo.

Al Dr. Aurelio Arbildo Lopez por su asesoramiento permanente durante la investigación, por parte del Instituto Peruano de Energia Nuclear (IPEN); así mismo al Msc. Maximo Poma Torres por su asesoramiento de parte de la FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS - UNMSM.

Al Msc. Químico Ricardo Espinoza, Jefe de la Dirección de Capacitación, Investigación y Desarrollo - DID del IPEN; por haberme permitido utilizar las instalaciones y equipos del Generador de Neutrones y por el apoyo permanente brindado.

Al personal Técnico de operación del generador y el laboratorio de mediciones nucleares: Ingeniero Herminio Inostroza, Técnicos Pablo Mendoza, Carmen Poma y Químico Miriam Lopez.

A todos ellos mi profundo reconocimiento por su colaboración desinteresada en la realización de mi trabajo.

Finalmente agradezco en forma muy especial a mi esposa NANCY por haberme apoyado permanentemente, para el logro de este trabajo.

INDICE

RESUMEN	Pg : 4
INTRODUCCION	5

CAPITULO 1

DEFINICIONES

1.1. El Neutrón	6
1.1.1. Características	6
1.1.2. Interacción del Neutrón con la Materia	7
1.2. Secciones Eficaces	9
1.2.1. Sección Eficaz Microscópica de Activación	9
1.2.2. Dependencia Energética de la Sección Eficaz	11
1.3. Reacciones Nucleares	11
1.3.1. Reacciones Nucleares con Neutrones	14
1.3.2. Reacciones Nucleares con partículas cargadas	16
1.3.2.1. Reacciones Nucleares del tipo ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$	16
1.4. Fuente de Neutrones	18
1.4.1. Generador de Neutrones de 14 Mev	18
1.4.2. Distribución Espacial y Energética de los Neutrones	21

CAPITULO 2

BASES TEORICAS DEL METODO EXPERIMENTAL

2.1. Ecuaciones Básicas para el Cálculo de Sección Eficaz	25
2.2. Sistema de Detección de Actividades	29
2.2.1. Eficiencia de Detección de Radiación Gamma	32
2.2.2. Analizador Multicanal-MCA-Series-40	33
2.2.3. Evaluación de Actividades del Núclido Producto	35
2.3. Medición de la Energía de los Neutrones	36
2.3.1. Método de Activación de Hojuelas de Zr y Nb	36
2.3.2. Método Modificado	40
2.4. Errores	43

CAPITULO 3

CONSIDERACIONES EXPERIMENTALES

3.1. Arreglo Experimental	45
3.1.1. Centrado del Spot del Haz de Deuterones	45
3.1.2. Geometría de Irradiación Fuente-Muestra	47
3.2. Medición de la Energía de los Neutrones	47
3.2.1. Preparación de Muestras	47
3.2.2. Eficiencia del Detector HPG _e	51
3.2.3. Analizador Multicanal-MCA-SERIES-40	54
3.2.4. Sistema de Irradiación	54
3.2.5. Evaluación de Actividades	55
3.2.6. Estimado de Flujo Relativo	59
3.3. Medición de la Sección Eficaz de Activación de ⁵⁶ Mn y ⁵¹ Ti ..	60
3.3.1. Preparación de Muestras	60
3.3.2. Eficiencia del Detector HPG _e	62
3.3.3. Analizador Multicanal-MCA-SERIES-40	65
3.3.4. Sistema de Irradiación	65
3.3.5. Evaluación de Actividades	66
3.3.6. Estimado de Flujo Relativo	67

CAPITULO 4

RESULTADOS Y ERRORES

4.1. Determinación de la Energía de los Neutrones	68
4.1.1. Determinación de las Razones Teóricas	68
4.1.2. Determinación de Razones Experimentales	74
4.1.3. Comparación de Razones Teóricas y Experimentales	76
4.1.4. Discusión de los resultados	78
4.1.5. Errores	82
4.1.6. Comparación de Resultados con Valores Experimentales ..	83
4.1.7. Comparación de Resultados con Valores Teóricos	85
4.2. Determinación de la sección Eficaz de Mn ⁵⁶ y Ti ⁵¹	86
4.2.1. Discusión de los Resultados	87
4.2.2. Errores	88
4.2.3. Comparación de Resultados con Valores Experimentales ..	89
4.2.4. Comparación de Resultados con Valores Obtenidos por Cálculos Teóricos	91

CAPITULO 5

CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS	93
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS	96
APENDICES	98
A.-Programa Basic-STOAV-Para el Cálculo de Areas de Fotopicos por el Método de Area Total	99
B.-Programa Basic-STPROC-de Ajuste de Curvas por Mínimos Cuadrados de una Función Polinomial de Grado: n=2 a 10 ..	105
C.-Programa Basic-RAZON-para el Cálculo de Razones por aproximación de la expresión de Weisskopf	112
D.-Fuentes radiactivas puntuales estandar recomendadas y certificadas por la -IAEA-VIENNA	114
E.-Ecuaciones matemáticas para el cálculo de errores y ajuste polinomial por divisiones sucesivas de Newton..	117
F.-Ecuaciones matemáticas de la cinemática para la reacción nuclear D+T en el sistema de laboratorio.....	121

En el presente trabajo se realizaron mediciones de las secciones eficaces de activación de las reacciones nucleares $Fe^{56}(n,p)Mn^{56}$ y $V^{51}(n,p)Ti^{51}$; utilizando el método nuclear de activación ó método de razón de actividades con relación a la reacción nuclear de $Al^{27}(n,p)Mg^{27}$; para dos direcciones de dispersión ($\theta = 0^\circ$ y 60°) de los neutrones producidos en la reacción nuclear $H^3(d,n)He^4$; de energías ($E_n = 14,76 \pm 0,13$ Mev y $E_n = 14,41 \pm 0,10$ Mev), respectivamente. Y las actividades de los núclidos productos de la reacción fueron medidas con un detector de germanio hiperpuro (HPGe).

Previamente a la medición de las secciones eficaces de activación, determinamos experimentalmente las energías de los neutrones en la reacción D+T; como función de la energía de los deuterones (E_d) y del ángulo de emisión (θ), utilizando el método de activación de hojuelas de circonio (Zr) y niobio (Nb); basados en los trabajos desarrollados por Lewis y Csikai presentados por la IAEA con motivo del Interregional Project TC/INT/1/039/29-07-88/ on "Nuclear Measurement Techniques".

Para medir la energía de los neutrones y la dispersión en el generador de neutrones de 14 Mev, fue necesario determinar:

- a) Una buena geometría de irradiación (fuente-muestra).
- b) La focalización ó centrado del haz de deuterones (D^+) en el blanco-TIT- (para ello se utilizó el método de activación de hojuelas de cobre, obteniéndose un buen centrado del haz).
- c) Un sistema adecuado de medición de actividades de núclidos productos de la reacción.

Finalmente preparamos el sistema de irradiación con un blanco grueso tritiado francés de código TIT-4B; de $\cong 4$ a 5 Ci de actividad, de espesor $\cong 400 \mu\text{gr}/\text{cm}^2$; con una área activa de 30 mm de diámetro con un soporte (backing) de 1 mm de espesor.

Adicionalmente se calibró un detector de neutrones de trifloruro de boro (BF_3); acolplado al MCA en modo multiscaling, para el monitoreo del flujo de neutrones durante el periodo de la irradiación.

En el área nuclear , una variedad de procesos nucleares dependen de las secciones eficaces para activación neutrónica; así por ejemplo en los reactores nucleares y en el generador de neutrones de 14 Mev . Estas son fundamentales para el desarrollo de técnicas de medición y trabajos de investigación .

En el presente trabajo se ha desarrollado el método de comparación de actividades para la medición de la sección eficaz a dos ángulos de dispersión en la reacción nuclear D+T , a fin de implementar la obtención de datos nucleares para neutrones rápidos de alrededor de 14 Mev .

El trabajo se estructuró del modo siguiente :

En el primer capítulo se desarrolla las definiciones fundamentales , tales como la interacción del neutrón con los núcleos ; secciones eficaces , tipos de reacciones nucleares y la fuente ó producción de neutrones en el generador.

En el segundo capítulo se desarrolla las bases teóricas del método experimental; es decir , deducimos la expresión para la determinación de la sección eficaz para activación y la ecuación de razones de actividades, y se describe el sistema de detección de actividades .

Así mismo , se describe el método de medición de la energía de los neutrones y la teoría de errores .

En el tercer capítulo se desarrolla la parte experimental , es decir, el arreglo experimental, la medición de la energía de los neutrones y la medición de la sección eficaz de activación de las reacciones nucleares investigadas.

En el cuarto capítulo se muestra los resultados y errores de la energía de los neutrones y la medición de las secciones eficaces investigadas y se compara con otros resultados obtenidos por métodos experimentales y teóricos .

Finalmente en el quinto capítulo se resumen las conclusiones y las recomendaciones para futuras investigaciones en el área del generador de neutrones de 14 Mev .

Por último , en los apéndices se consigna las referencias bibliográficas fundamentales y otras informaciones .

DEFINICIONES

1.1. EL NEUTRON

1.1.1. CARACTERISTICAS :

En 1920 Ernest Rutherford propuso la hipótesis sobre la existencia del neutrón ; sin embargo, sus argumentos eran puramente especulativos ya que no existían pruebas experimentales que la sustentaran . En 1930 ,Bothe y Becker bombardearon núcleos de berilio (Be) con partículas alfa (α) y observaron una radiación muy penetrante ;comprobaron luego que ésta se componía de rayos gamma (γ). Un estudio posterior por I. Curie y F. Joliot, condujo al sorprendente resultado en (1932): que ésta radiación gamma (γ) poseía también un componente que era capaz de comunicar energías de varios Mev a los protones en una cámara de niebla .

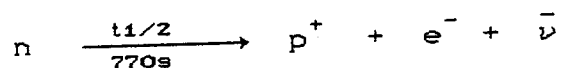
Al principio Curie y Joliot interpretaron la transferencia de energía como un efecto Compton en los protones; sin embargo, la explicación correcta la proporcionó James Chadwick (1932) ; quien probó que los protones de retroceso observados por Curie y Joliot habían sufrido el impacto de una partícula neutra de masa aproximadamente igual a la del protón , a la que llamó "Neutrón".

Desde entonces ,el campo y la importancia de la física nuclear han crecido notablemente ,existiendo métodos y aplicaciones diversas desarrolladas en esta área.

Los neutrones por ser partículas pesadas ,carentes de carga (carga nula) y masa (1,008665 u.m.a) muy próxima a la masa del protón (1,007276 u.m.a),inducen un gran número de reacciones nucleares que son fuente de información sobre el núcleo y así mismo producen muchas especies nucleares .

Del mismo modo esta partícula no es acelerada por campos eléctricos ó magnéticos , ni causa directamente la ionización de átomos ó moléculas, ya que no es afectado por la fuerza de Coulomb cuando se acerca a los núcleos atómicos cargados positivamente.

En general, el neutrón no es una partícula fundamental que pueda existir aislada, ya que en esta situación el neutrón se desintegra con un periodo de semidesintegración de (770 ± 140) s; en un protón (p), un electrón (e^-) y un antineutrino ($\bar{\nu}$), según su decaimiento radiactivo:



Siendo ($\bar{\nu}$) el antineutrino, partícula de masa muy próxima a cero, cuya existencia es necesaria para que se cumplan las leyes físicas de conservación de la energía y el momentum.

Sin embargo, en el espacio no existen neutrones libres durante un tiempo suficientemente largo para que se cumpla esta desintegración ya que son absorbidos por los átomos de la materia en tiempos inferiores a los (μs). /1/.

1.1.2. INTERACCION DEL NEUTRON CON LA MATERIA :

La interacción del neutrón con el núcleo de los átomos es la base de la activación de los núclidos y en ella juegan un papel muy importante la energía cinética de los neutrones y el tipo de material (núcleo blanco).

Cuando un haz de neutrones atravieza cualquier tipo de material, los neutrones interaccionan de diversas formas con los núcleos de los átomos de la materia; así tenemos:

A. DISPERSION ELASTICA :

Este es un proceso en el cual se cumple los principios de conservación del momento lineal y de la energía cinética.

Es decir, la suma de las energías cinéticas; así como la suma de la cantidad de movimiento lineal de ambas partículas (neutrón y núcleo) se conserva; ó posee el mismo valor antes de la colisión y después de ella.

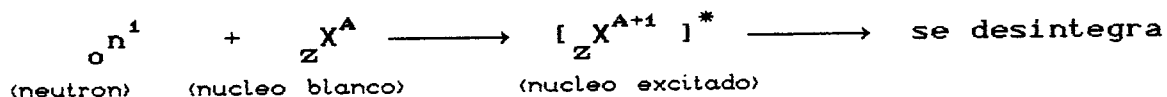
Este es un proceso análogo a la colisión de dos bolas de billar; es decir, el núcleo resultante es el mismo blanco original y no hay ningún tipo de activación.

Es llamada también no-elástica ; se caracteriza porque luego de la interacción ,el núcleo puede quedar en un estado excitado después de la emisión del neutrón ; en cuyo caso la suma de la energía cinética del neutrón y del núcleo no se conserva antes y después de la interacción.

El núcleo resultante puede ser radiactivo al quedar en un estado excitado .

C. FORMACION DE NUCLEOS COMPUESTOS :

Conocida también como interacción por "absorción"; esto se produce cuando el neutrón se aproxima lo suficientemente al núcleo y es capturado por las fuerzas nucleares ,penetra en este y forma un núcleo compuesto que podemos representar como:



El núcleo compuesto está en un estado excitado y tiene un exceso de energía que vale :

$$\Delta E = E_k^n + E_l^n$$

Siendo : ΔE = Exceso de energía que produce el estado excitado del núcleo ; llamada energía de excitación ,necesaria para llevar al núcleo compuesto a algunos de sus posibles estados cuánticos excitados.

E_k^n = Energía cinética del neutrón.

E_l^n = Energía de ligadura del neutrón en el núcleo compuesto.

El núcleo compuesto es muy inestable y en un tiempo muy pequeño del orden de [10^{-12} s a 10^{-16} s];se descompone emitiendo su exceso de energía , por emisión de una ó varias partículas nucleares de distintos tipos .

1.2.1. SECCION EFICAZ MICROSCOPICA DE ACTIVACION :

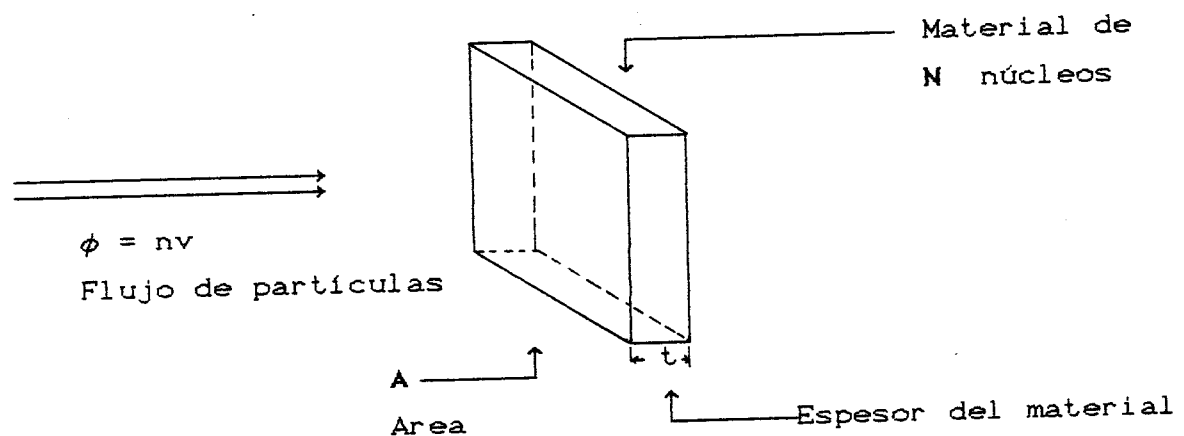
El ritmo de producción de una reacción nuclear ,es decir el número de reacciones nucleares producidas por unidad de tiempo es una función dependiente no sólo del número de partículas incidentes por unidad de tiempo y del número de núcleos existentes en el material irradiado, sino también de la probabilidad de que la partícula interaccione con el núcleo .

La probabilidad que la partícula interactúe con el núcleo y provoque la reacción nuclear es llamada SECCION EFICAZ TRANSVERSAL (cross section); indicada por el símbolo (σ), que depende del núcleo y el tipo de partícula incidente , de su energía cinética ; además de la reacción nuclear específica .

La sección eficaz $\sigma(E)$ aparece como una constante de proporcionalidad que relaciona el número de reacciones inducidas sobre un número total de casos posibles.

Si consideramos una partícula que atraviese normalmente una lámina delgada de material de área A , que contiene Nt núcleos blancos, tiene una probabilidad de $Nt\sigma/A$ para colisionar con un núcleo siempre que $Nt\sigma/A \ll 1$.

La cantidad Nt/A , que es el número de núcleos por centímetro cuadrado ó la densidad superficial de núcleos es igual a Nxt siendo N el número de núcleos por centímetro cúbico ; y (t) el espesor de la lámina del material.



Para un haz (flujo) de partículas incidentes ; que contenga (n) partículas por centímetro cúbico, moviéndose con velocidad (v) , entonces el número de partículas que atraviezan la lámina delgada es $(nv / \text{cm}^2 \cdot \text{s})$, pudiendo expresarse el régimen de colisiones por :

Colisiones por cm^2 por segundo $= n v (Nt\sigma/A) = n v \sigma N t$;
y la sección transversal de colisión es entonces :

$$\sigma = \frac{\text{Colisiones por cm}^2 \text{ por segundo}}{n v N t} \quad (1)$$

La ecuación (1) muestra entonces ; que la sección transversal para la colisión es el número de colisiones por unidad de volumen por segundo para la unidad de flujo incidente y por unidad de densidad nuclear .

La definición anterior puede ser aplicada a cualquier reacción nuclear, pudiendo reemplazarse el término " colisión " por el término apropiado para cualquier proceso nuclear.

Así $\sigma_{sc}(E)$ puede indicar la sección transversal para la dispersión de una cierta clase de partículas de energía (E) comprendiendo dos partes : σ_e (elástica) y σ_i (inelástica).

Es posible referirse a una sección transversal $\sigma_a(E)$ para la absorción de una clase particular de partículas de cierta energía (E) , definida como el número de partículas que son absorbidas o que desaparecen por cm^2 por segundo por unidad de flujo incidente y unidad de densidad nuclear. También existen secciones transversales para reacciones individuales, tales como $\sigma(\alpha, p)$, $\sigma(\alpha, n)$, $\sigma(p, \alpha)$, $\sigma(n, p)$, $\sigma(n, 2n)$, $\sigma(n, f)$; etc.

La sección transversal de colisión que corresponde a todos los posibles procesos generalmente se denomina SECCION TRANSVERSAL TOTAL (σ_t) , siendo la suma de las secciones transversales de cada una de las reacciones individuales :

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_{sc} + \sigma_f$$

En nuestra investigación trabajamos con neutrones dentro del margen de energías de alrededor de 14 Mev ; que son conocidos como neutrones rápidos ; para el cual una determinada reacción nuclear predomina sobre las posibles reacciones restantes que tienen poca probabilidad de ocurrir. /2/, /3/.

Las secciones transversales para las reacciones nucleares se expresan frecuentemente en términos de la unidad 10^{-24}cm^2 ; unidad que se llama " barn " abreviándose como (b).

1.2.2. DEPENDENCIA ENERGETICA DE LA SECCION EFICAZ :

Las secciones eficaces para las reacciones con neutrones alcanzan sus valores máximos para neutrones de muy bajas energías , los llamados neutrones lentos ó térmicos . A medida que aumenta la energía de los neutrones la sección eficaz decrece en forma lineal (en escala logarítmica) ; este fenómeno se conoce como la ley ($1/v$) ó ley del inverso de la rapidez .

La explicación cuantitativa de ésta ley es muy sencilla . A medida que la velocidad de los neutrones crece ; es menor el tiempo que los neutrones permanecen dentro del campo de acción de las fuerzas nucleares de los núcleos y por ello es menor la probabilidad de que ocurra la reacción nuclear ; por ésta misma razón los mayores valores de las secciones eficaces son los producidos por neutrones térmicos; al permanecer el neutrón capturado mucho más tiempo dentro de los campos de acción de las fuerzas nucleares.

La relación entre el valor de la sección eficaz de una determinada reacción nuclear y la respectiva energía cinética del neutrón incidente viene dada por la función de excitación.

Esta relación energética de (σ) podemos apreciar en las figuras [1] y [2]; para neutrones térmicos y rápidos para el rango de energías >de 0 a 16 Mev, respectivamente. /4/.

1.3. REACCIONES NUCLEARES :

Una reacción nuclear podría definirse como los cambios ó transformaciones inducidas en los núcleos por la interacción con partículas nucleares de todo tipo : neutrones , protones, deuterones, partículas alfa , fotones , núcleos pesados, etc, que conducen a la producción de nuevos núclidos inestables radiactivos y/ó a la emisión de partículas nucleares iguales ó distintas de las iniciadores de la reacción .

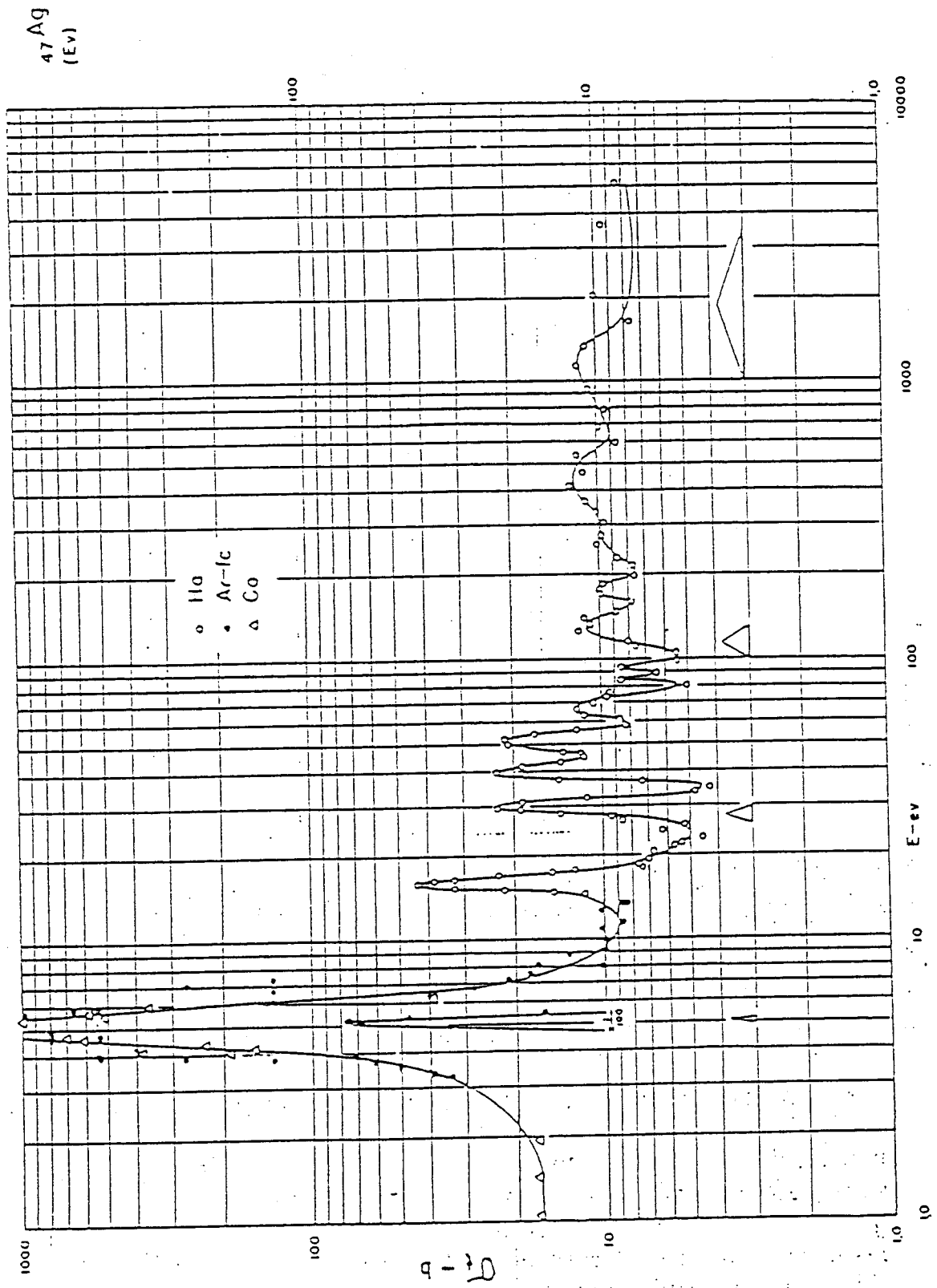


FIGURA. (11) : Secciones Eficaces Totales de la Plata para neutrones de baja energia .

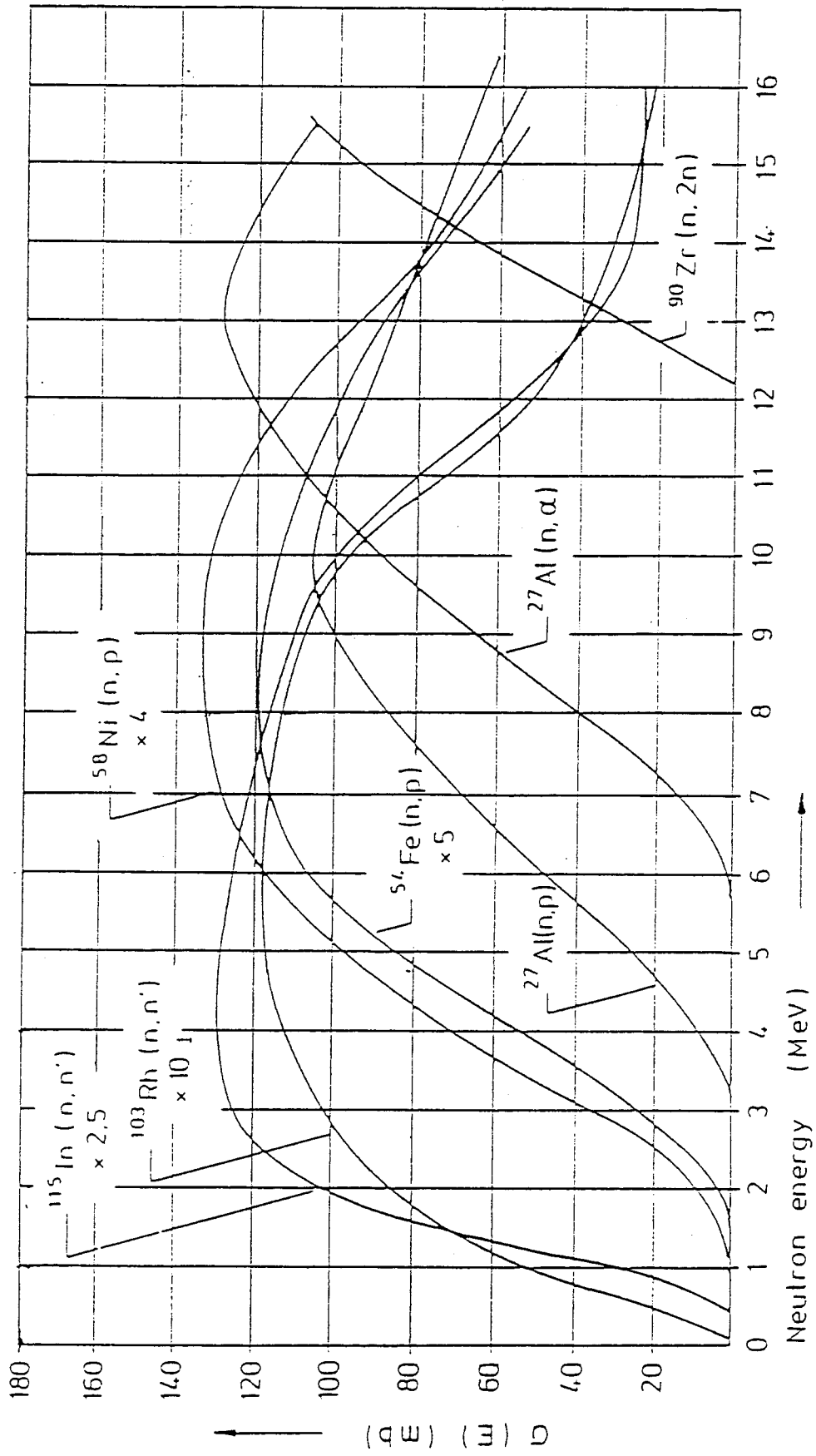
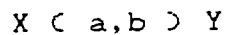


FIGURA [2] : Algunas funciones de excitacion para neutrones rapidos

Habitualmente a cualquier tipo de reacción nuclear se le asigna una nomenclatura de la forma :



Donde : X = Núcleo blanco
 Y = Núcleo producto
 a = Partícula incidente
 b = Partícula emitida.

En general podemos señalar la simbología de las partículas empleadas en la producción de reacciones nucleares :

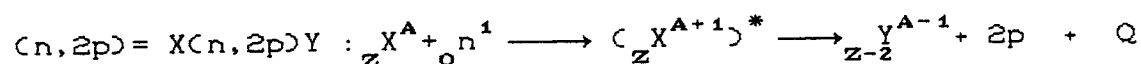
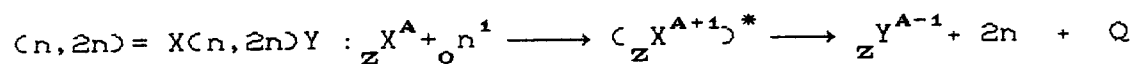
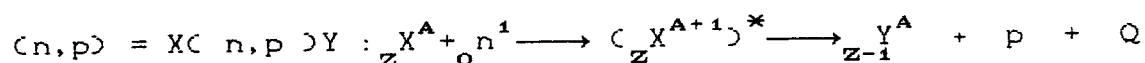
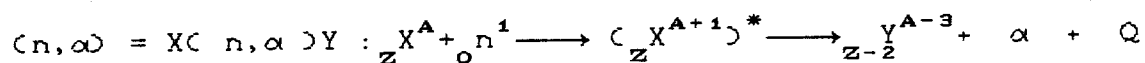
<u>Partícula</u>	<u>Símbolo</u>
Neutrón	n
Protón (H^1) ⁺	p
Deuterón (H^2) ⁺	d
Tritón (H^3) ⁺	t
Fotones gamma	γ
Electrones	e
Helio-3	He ³
Helio-4	α
Núcleos pesados	Li ⁶ , C ¹² , etc.

Las reacciones nucleares de interés en nuestro trabajo son aquellas que conducen primordialmente a la producción de núclidos radiactivos ,cuya radiación puede medirse más ó menos fácilmente mediante un detector de radiación apropiado.

1.3.1. REACCIONES NUCLEARES CON NEUTRONES :

Al ser los neutrones partículas sin carga , no necesitan vencer la fuerza de repulsión Coulombiana de la carga eléctrica de los núcleos , por lo que las reacciones con neutrones tienen una "alta probabilidad" de ocurrir .El tipo de reacción producida : captura de neutrones , trasmutación , dispersión inelástica ó fisión dependen esencialmente de la energía del neutrón incidente y del núcleo blanco .

Algunas reacciones nucleares generadas con neutrones:



En consecuencia la probabilidad de producirse una determinada reacción nuclear varía enormemente en cada tipo.

En la tabla [1] se resumen las principales reacciones nucleares como función de la energía de los neutrones y de los núcleos absorbentes:

TABLA [1] : Reacciones Principales con neutrones.

ENERGIA DE LOS NEUTRONES		NUCLEOS ABSORBENTES	
		$25 \leq A < 80$	$80 \leq A \leq 240$
0 a 0.1ev	Térmicos		
0.1ev a 1 kev	Epitérmicos Cádmicos	(n,n) (n, γ)	(n, γ) (n,n)
	Epicádmicos		
1 a 500 Kev	De resonancia Intermedios	(n,n) (n, γ)	(n,n) (n, γ)
0,5 a 10 Mev	Altos Rápidos	(n,n) (n,n')	(n,n) (n,n')
		(n,p) (n, α)	(n,p) (n, γ)
>10 a 50 Mev	Muy rápidos.	(n,2n) (n,n')	(n,2n) (n,n')
		(n,n) (n,p)	(n,p) (n,np)
>50 Mev	Ultrarápidos	(n, α) (n,2p)	(n,2p) (n,n)
		(n,np) (n,pn)	(n, α)

El tipo de reacción nuclear utilizado en el generador de neutrones es el factor que controla el rendimiento de neutrones y la energía de los mismos. Las partículas ligeras como protones (p), deuterones (d) y partículas alfa (α) son empleados generalmente para originar reacciones nucleares con alto rendimiento de neutrones.

Para poder penetrar en el núcleo, una partícula cargada necesita superar la barrera debida a las fuerzas de Coulomb por lo que es necesario acelerarlas hasta que adquieran suficiente energía cinética para penetrar en los núcleos de los átomos del blanco.

Los núclidos ligeros que poseen barreras de potencial más bajas son los blancos más apropiados, dado que se requiere una aceleración menor de las partículas bombardeantes.

En la tabla [2] presentamos algunas reacciones nucleares con partículas cargadas más utilizadas en la producción de neutrones de diversas energías. /3/.

TABLA [2] : Reacciones Nucleares que producen Neutrones.

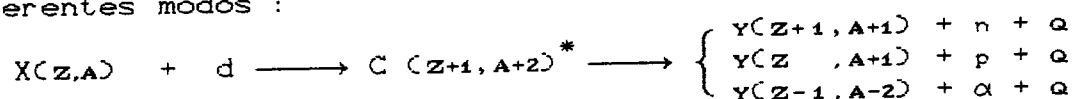
REACCION NUCLEAR	ENERGIA DE REACCION (Q Mev)	ENERGIA DEL NEUTRON En (Mev)
D (d,n) He ³	+ 3,266	2,448
T (d,n) He ⁴	+ 17,58	14,05
Be(α ,n) C ¹²	+ 5,708	5,26
C ¹³ (α ,n)O ¹⁶	+ 2,201	2,07
T (p,n) He ³	- 0,767	0,063
C ¹² (d,n)N ¹³	- 0,281	0,0034
Li ⁷ (p,n)Be ⁷	- 1,646	0,0299

1.3.2.1. REACCIONES NUCLEARES DEL TIPO T(d,n)He⁴:

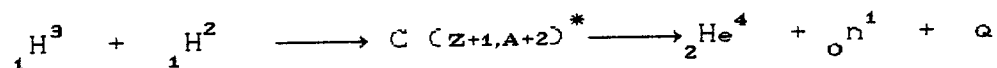
Una de las reacciones nucleares productoras de neutrones más utilizada en análisis por activación es la de T(d,n)He⁴, que tienen lugar con alto rendimiento y proporcionan

neutrones con una energía de alrededor de 14 Mev , cuyo número total de neutrones emitidos por unidad de tiempo ,depende por un lado del tipo de reacción nuclear y de la energía de la partícula bombardeante que es proporcional al número de partículas cargadas que bombardean el blanco por unidad de tiempo ,que viene definido por la intensidad de corriente del haz que se expresa en micro amperios .Por ello el rendimiento de neutrones está expresado en neutrones por segundo por micro amperio (nts/s. μA).

Según la teoría del núcleo compuesto ,un núcleo $X(Z,A)$; bombardeado con deuterones(núcleos de deuterio) debe formar el núcleo excitado $C(Z+1,A+2)^*$; que después puede desintegrarse de diferentes modos :



Para el tipo de reacción investigada deuterón(d)-Tritio(T); en base al esquema anterior se tiene :



Donde :

Md : Masa del Deuteron = 2,014102 u.m.a

Mt : Masa del Tritio = 3,016049 u.m.a

MHe⁴: Masa del Helio = 4,002603 u.m.a

Mn : Masa del Neutrón = 1,008665 u.m.a

Q : Del balance energ. = + 17,58 Mev. 1u.m.a=931,48 Mev

La energía disponible de la reacción es 17,58 Mev; y como el neutrón es más ligero que una partícula- α ,se llevará la mayor parte de la energía disponible de la reacción en forma de energía cinética .

Esta reacción es el factor que controla el rendimiento de neutrones y de la energía de los mismos en el generador de neutrones usado en el presente trabajo.El blanco de tritio se usa normalmente en forma de gas absorbido en titanio ó circonio ,en forma de una capa muy fina de "Hidruro Metálico"; depositada en la superficie de un material base (soporte) ;que generalmente es de titanio ,que actúa como transmisor de calor para la refrigeración del blanco .

El número total de neutrones producido en la reacción D+T, aumenta con el espesor del blanco. Los blancos gruesos proporcionan un mayor número de neutrones que los blancos muy delgados. Sin embargo, el empleo de blancos gruesos producen neutrones con un espectro no continuo de energías, dado que el blanco causa el frenado de las partículas bombardeantes, de modo que éstas no poseen todas la misma energía al comienzo de la reacción. Por el contrario el empleo de blancos delgados proporciona una salida de neutrones monoenergéticos a causa de una disminución (merma) en el rendimiento.

Finalmente podemos señalar que el rendimiento total de neutrones; es una función compleja que depende de muchos parámetros, entre los más importantes tenemos:

- a) El tipo de reacción nuclear empleada, que fija el tipo de partículas y el blanco.
- b) La energía de las partículas incidentes.
- c) La intensidad de la corriente del haz.
- d) La estabilidad del blanco, frente a la destrucción debido a causas físicas ó por reacciones de intercambio de átomos.
- e) La elevada sección eficaz (5barn) en la reacción D+T; para la energía del deuteron de 107 Kev, posibilitando la producción de neutrones rápidos con alto rendimiento.

La descripción matemática de la cinemática para la reacción nuclear D+T estudiada, se resume en el apéndice F. La energía de los neutrones emitidos en la reacción D+T en el sistema CM (centro de masa) es de 14,1 Mev, en el sistema de laboratorio la energía de los neutrones varía desde:

13,4 Mev ($\theta = 180^\circ$) a 14,8 Mev ($\theta = 0^\circ$); para deuterones de 100 Kev y desde 12,9 Mev ($\theta = 180^\circ$) a 15,6 Mev ($\theta = 0^\circ$); para deuterones de 400 Kev/4/.

1.4. FUENTE DE NEUTRONES:

1.4.1. GENERADOR DE NEUTRONES DE 14 Mev:

El generador de neutrones como fuente de producción de neutrones de energías alrededor de 14 Mev utilizado en el presente trabajo es del tipo AID(SAMES)J-25; que es un acelerador lineal de partículas cargadas (deuterones-D⁺)

producidas por una fuente de iones; los que son acelerados hasta alcanzar una energía cinética suficientemente elevada para inducir reacciones nucleares al impactar en el blanco grueso tritiado (TiD).

Entre las características fundamentales podemos señalar:

- a) Voltaje de operación máximo : 150 Kv
- b) Intensidad de corriente máximo: 2,5 mA
- c) Producción de neutrones : 2×10^{11} n/s.
- d) Fuente de iones : (D^+)
- e) Mecanismo acelerador.
- f) El blanco (Ti-D) .
- g) Equipo de enfoque del haz de deuterones .
- h) Equipo de alto vacío.

En la figura [3] se muestran las componentes del generador.

La fuente de iones para un acelerador lineal debe tener las siguientes características :

- a) Estabilidad.
- b) Larga duración .
- c) Suministrar un buen haz de iones.
- d) Bajo consumo de gas.
- e) Alto porcentaje de deuterio .

Entre las fuentes de iones existentes , la más usada es la fuente de iones (RF) ó de radiofrecuencia ; que reúne las características señaladas.

Los iones producidos por la fuente son acelerados y enfocados sobre el blanco simultáneamente, dado que los mecanismos aceleradores están dispuestos de forma que actúan también como lentes para las partículas cargadas . En general, el primer electrodo más cercano a la fuente de iones , llamado por esto electrodo de extracción , es el que actúa predominantemente en el enfoque del haz de iones.

Además de los accesorios podemos citar el suministro de deuterio , consistente en una botella de gas de deuterio , reguladores de presión y una válvula especial de paladio , para suministrar el deuterio a la fuente de iones . Esta válvula consiste en una membrana de paladio , con la propiedad de que a temperatura elevada solo permite el paso de los isótopos de hidrógeno selectivamente, sin permitir el paso a otros gases .

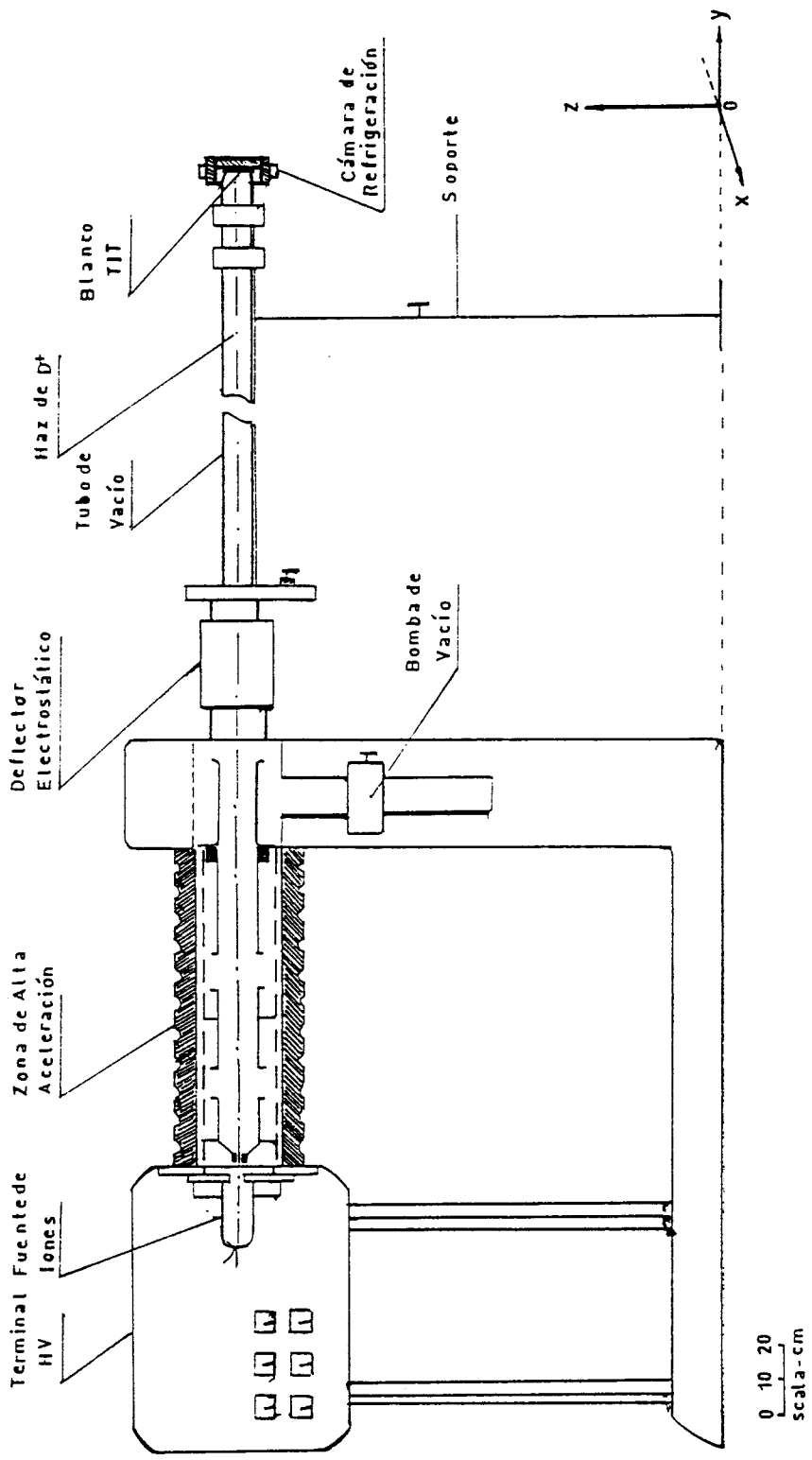


FIGURA [3] : Diagrama aproximado de un generador de neutrones

Así mismo existe un sistema de vacío convencional y una bomba de difusión para obtener un alto vacío dentro de la cámara de aceleración de los iones.

El blanco donde inciden los iones de deuterio consiste en átomos de tritio, dispuestos de forma que se consiga una probabilidad máxima de colisiones entre el haz de deuterones y los núcleos de tritio y una probabilidad mínima de frenado de los deuterones por colisiones con electrones u otros átomos extraños ; en consecuencia el blanco debe estar libre de impurezas superficiales.

El blanco ideal sería tritio líquido ó gaseoso , pero por razones obvias de soporte ó contención del mismo, se emplea el tritio en forma de una " capa muy fina de hidruro metálico " depositada en la superficie de un material soporte generalmente titanio ; que actúa como transmisor de calor para la refrigeración del blanco .

1.4.2. DISTRIBUCION ESPACIAL Y ENERGETICA DE LOS NEUTRONES :

El valor real del flujo neutrónico rápido producido en un generador de neutrones , así como la distribución energética son datos muy importantes para el análisis por activación neutrónica .

Sin embargo, la medición del valor real del flujo neutrónico es difícil de precisar debido a que no hay forma de garantizar su constancia en el tiempo y el espacio durante el proceso de irradiación de varias muestras distribuidas en distintos ángulos de dispersión simultáneamente; esto se debe a factores de tipo instrumental, del tipo de blanco (delgado ó grueso) .

Por estas razones es difícil controlar las variaciones absolutas del flujo de neutrones , especialmente para largas irradiaciones ; por lo que se tiene que estimar las variaciones relativas del flujo recibido para cada muestra en forma individual , en cada posición de irradiación y hacer correcciones de atenuación del flujo recibido por distancia .

Para una intensidad de flujo de neutrones inicial (ϕ_0) , el

flujo atenuado es directamente proporcional al flujo inicial e inversamente proporcional al cuadrado de la distancia (r) ; especialmente a pequeñas distancias lo que se expresa por :

$$\phi(r) = c\phi_0 / r^2. \quad (2)$$

$$c = \text{cte.}$$

Normalmente el flujo neutrónico se mide mediante monitores que consisten en láminas metálicas de alta pureza ($> 99,9\%$) y con propiedades nucleares conocidas, que se vuelven radiactivas por la reacción nuclear tipo (n,p) , (n,α) , $(n,2n)$; etc.

Los monitores de flujo son adosados conjuntamente con las muestras a ser analizadas en forma de multisandwich ; los que son irradiados simultáneamente, para una geometría de irradiación establecida ; este método permite separar las hojuelas monitores de las muestras, sin que exista contaminación ni reacciones nucleares de interferencia y se miden sus actividades inducidas luego de la irradiación.

La elección del monitor depende de la longitud del tiempo de irradiación, vida media del núclido producto, sección eficaz, masa y de la energía de los neutrones ; etc .

En términos generales este método presenta las ventajas de superar las variaciones bruscas del flujo de neutrones en el proceso de irradiación ; este es el método usado en el presente trabajo . Además de este método existen otros tales como : cámara de fisión (fission chamber), método de la partícula asociada (APM), activación de láminas de cobre, contador proporcional de neutrones (BF₃); etc.

Sin embargo éstos métodos ó técnicas de medida de flujo no son los más recomendables para irradiaciones largas y simultáneas de varias muestras .

Finalmente en el proceso de interacción de los deuterones ; con el blanco tritiado (TiT), el impacto y dispersión pueden causar distorsiones significativas en la distribución angular de emisión de neutrones, así como la dispersión de su energía ya que éstos son afectados por el material de soporte del blanco y otros materiales como : agua refrigerante, cámara de refrigeración del blanco (aluminio-acero); etc .

La distribución energética de los neutrones en la reacción nuclear (D+T), como función de la energía de los deuterones incidentes (E_d) y del ángulo de emisión (θ), se puede estimar por aproximación de una función polinomial de segundo grado de LEGENDRE; basado en datos experimentales desarrollados por LIESKEN y PAULSEN /34/ y muy recientemente corroborado por CSIKAI /10/; desarrollado para energías de deuterones de 500keV bálidos para blanco grueso y delgado :

$$E_n(E_d, \theta) = E_0(E_d) + E_1(E_d) \cos(\theta) + E_2(E_d) \cos^2(\theta) \quad (3)$$

Donde:

$E_n(E_d, \theta)$: Energía de los neutrones .

E_0, E_1, E_2 : Coeficientes de anisotropía para el cálculo de rendimiento de neutrones en la reacción D+T.

Los valores experimentales obtenidos por CSIKAI /10/, RAICS /16/ por cálculos no relativísticos, PAVLICK- WINKLER /18/ por cálculo relativístico para la reacción D+T en el sistema de laboratorio, son resumidas en la tabla [3]. Y en la figura [4] se muestra la curva de distribución angular calculado y medido.

TABLA [3]: Valores de los Parametros E_0, E_1, E_2 Para Blanco Grueso

METODO	E_d [keV]	E_0	E_1	E_2
Csikai	50	14,065	0,4232	0,00682
Csikai	100	14,078	0,5761	0,01222
Raics	125	14,084	0,6272	0,01420
Pavlick y W	125	14,061	0,6283	0,01490
Csikai	150	14,089	0,6677	0,01600
Raics	150	14,089	0,6680	0,01600
Pavlick y W	150	14,064	0,6530	0,01600
Csikai	200	14,096	0,7242	0,01908
Csikai	250	14,102	0,7666	0,02167
Csikai	300	14,108	0,8000	0,02374
Csikai	325	14,107	0,7947	0,02347

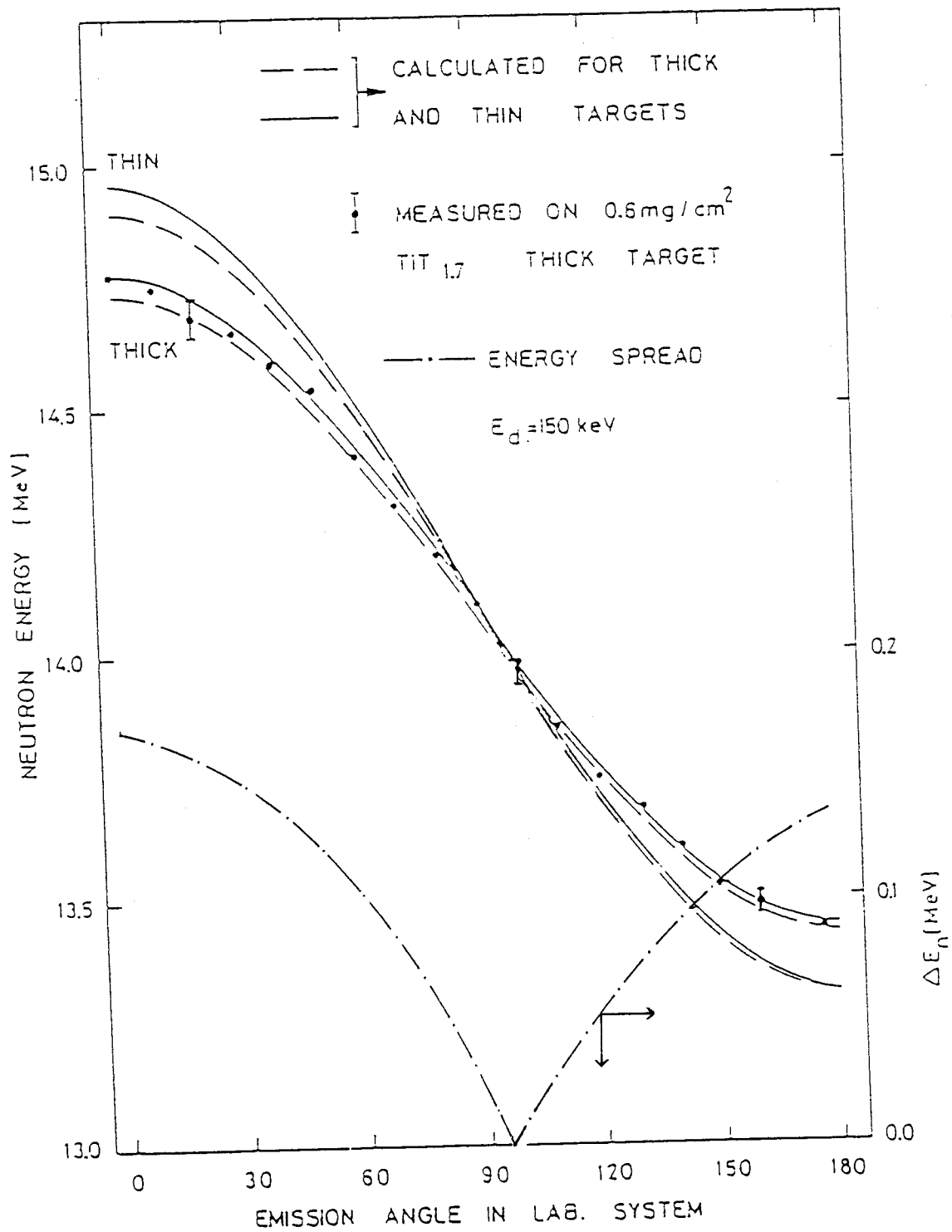


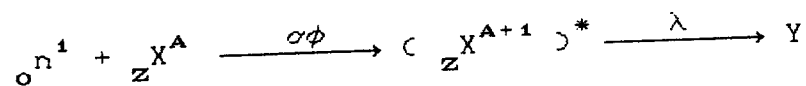
FIGURA [4] : Distribucion angular de E_n , medido y calculado en la reaccion D+T y $E_d = 150 \text{ KeV}$. (—, ---) Datos calculados y (\bullet) Valores medidos, (—·—) Energia dispersada.

BASES TEORICAS DEL METODO EXPERIMENTAL

2.1. ECUACIONES BASICAS PARA EL CALCULO DE SECCION EFICAZ :

Cuando un elemento monoisotópico se bombardea con un flujo de neutrones de una energía determinada se produce una reacción nuclear característica, con una cierta probabilidad dada por su sección eficaz correspondiente. En el caso de la existencia de varios isótopos del mismo elemento cada uno de los isótopos sufre la reacción nuclear correspondiente con su respectiva sección eficaz, produciéndose un radionúclido de características propias bien determinadas.

Consideremos la siguiente secuencia de reacción nuclear con neutrones :



Donde :

n = neutrón incidente

X = núcleo blanco

Y = núcleo residual (producto).

Si (N) es el número de núcleos radiactivos, (σ) la sección eficaz de reacción, (ϕ) el flujo de neutrones, (n) el número de núcleos blancos y (λ) la constante de decaimiento del radio-núclido formado. Luego la fracción neta producida de la especie activa después de un tiempo (t) de activación viene expresado por la ecuación diferencial siguiente:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \phi(t)\sigma n - \lambda N(t) \quad (4)$$

Donde :

$\phi(t)\sigma n$ = formación de núcleos radiactivos (N)

$\lambda N(t)$ = decaimiento de núcleos radiactivos

La solución general de la ecuación diferencial (4) lineal de primer orden no homogénea es:

$$N(t) = e^{-\lambda t} \left[C + \sigma n \int \phi(t) e^{+\lambda t} dt \right] \quad (5)$$

donde C es una constante de integración . Restringiendo la solución a un flujo constante $\phi(t) = \phi_0$ y asumiendo la condición inicial $N = 0$ para $t = 0$ se tiene :

$$N(t) = \frac{\phi_0 \sigma n}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (6)$$

La ecuación (6) determina el número de núcleos radiactivos presentes al tiempo (t), luego la actividad después de un tiempo (t) de irradiación , viene dado por la ecuación general de activación :

$$A(t) = \lambda N(t) = \phi_0 \sigma n (1 - e^{-\lambda t}) \quad (7)$$

Donde :

$A(t)$ = Actividad producida por el isótopo ${}_Z X^{A+1}$ (dest/s).

ϕ_0 = Flujo de neutrones (nts/ $cm^2 \cdot s$)

σ = Sección eficaz de activación del isótopo (mb)

n = Número de núcleos blancos del material (núcls/mol.g).

λ = Constante de desintegración del núclido (s^{-1}).

$(1 - e^{-\lambda t}) = fs$ = Factor de saturación :

si $t \rightarrow \infty$ entonces $e^{-\lambda t} \rightarrow 0$; entonces este factor puede alcanzar su valor máximo $fs = 1$. Entonces el factor de saturación es la relación de la actividad producida en un tiempo (t), $A(t)$ y la actividad de saturación $As(\infty)$, producida en una posible irradiación infinita ; es decir $fs = A(t)/As(\infty)$.

La actividad del núclido producto se miden mediante un sistema de detección (sistema de contaje) . Entonces estamos midiendo razones de contaje que dependen de otros factores ó parámetros tales como :

a) Eficiencia absoluta del detector (ϵ)

b) Tiempo de contaje (t_c)

c) Tiempo de decaimiento (t_d), etc.

Luego la actividad absoluta inducida medida para un núcleo producto dado será :

$$A_m = \varepsilon A(t) = \varepsilon n \sigma \phi_0 (1 - e^{-\lambda t}) \quad (8)$$

Esta actividad (A_m) es medida por el sistema de detección inmediatamente después de finalizada la activación que decae con su constante de decaimiento (λ), hasta el momento de su contaje (medida); por lo que tenemos que corregir esta actividad por decaimiento y contaje respectivamente.

La actividad corregida por decaimiento y contaje se expresa por la siguiente ecuación :

$$A_c = \frac{A_m \lambda e^{+\lambda t_d}}{(1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (9)$$

Donde :

A_c = Actividad corregida por decaimiento y contaje (cts/s)

A_m = Actividad (área) medida del fotopico investigado, calculado por el método de área total (prg. basic STOAV-VTT).

t_d = Tiempo de decaimiento del radionúclido contado desde la finalización de la activación (irradiación) (s).

t_c = Tiempo de contaje, de la actividad del radionúclido (s).

λ = $\ln 2/t_{1/2}$: Constante de decaimiento del radionúclido (s^{-1})

$t_{1/2}$ = Vida media del radionúclido producto.

Como la actividad inducida es proporcional a la masa (m) del blanco; entonces la actividad medida será la actividad por unidad de masa, que vendría a ser la actividad específica (A_e) expresada en cuentas por segundo por miligramo; expresado como:

$$A_e = A_c / m \quad (\text{cts/s.mg}) \quad (10)$$

De las expresiones deducidas en (8), (9) y (10); extraemos una relación fundamental para la determinación de la sección eficaz absoluta de activación σ_{act} :

$$\sigma_{act} = A_e / \varepsilon n \phi_0 (1 - e^{-\lambda t}) \quad (11)$$

Donde :

A_e = Actividad específica del isótopo producto (cts/s.mg).

ϵ = Eficiencia absoluta del fotopico investigado.

n = $a \cdot N_a / A$ = número de núcleos del blanco.

a = Abundancia isotópica del blanco(%).

N_a = Número de Avogadro = $6,023 \times 10^{23}$ núcleos/mol.gr.

A = Peso atómico

λ = Constante de decaimiento del núclido producto (s^{-1}).

t = Tiempo de irradiación (s).

La expresión (11), vendría a ser la ecuación para la determinación de la sección eficaz de activación absoluta, si conociéramos con precisión el valor del flujo absoluto (ϕ_0) y su comportamiento durante la irradiación tanto en el espacio como en el tiempo. Pero en el presente trabajo no se mide el flujo absoluto debido a la existencia de muchos factores aleatorios que alteran el comportamiento constante del flujo en el espacio y en el tiempo; ello debido a factores del tipo instrumental y/o por la geometría de irradiación; sobre todo en la irradiación de varias muestras simultáneamente.

Por lo que se utilizó el método relativo de comparación de razones de actividades ó razón de sección eficaz absoluta. Y luego se precisó la medición de sección eficaz de activación midiendo los flujos relativos en cada posición de irradiación.

Este método consiste básicamente en determinar las razones de las actividades específicas de la reacción investigada (n, x) con respecto a la reacción estandar (n, s) con una sección eficaz bien conocida como función de la energía de los neutrones, para la geometría de investigación establecida.

De la expresión deducida en (11) tenemos lo siguiente :

$$\sigma_{act}^x = A_e^x / \epsilon_x \phi_x n_x (1 - e^{-\lambda_x t}) \quad (12)$$

$$\sigma_{act}^s = A_e^s / \epsilon_s \phi_s n_s (1 - e^{-\lambda_s t}) \quad (13)$$

Donde los subíndices (x) y (s) representan a las reacciones investigadas y estandar respectivamente.

Finalmente de las ecuaciones (12) y (13) podemos deducir las razones de las secciones eficaces dadas por :

$$R_{ex} = \sigma_{act}^x / \sigma_{act}^s = [A_e^x / A_e^s] [\epsilon_s / \epsilon_x] [n_s / n_x] [\phi_s / \phi_x] [f_s / f_x] \quad (14)$$

Donde :

σ_{act}^x = Sección eficaz de activación investigado

σ_{act}^s = Sección eficaz de activación estandar

A_e^x = Actividad específica del núclido investigado .

A_e^s = Actividad específica del núclido producto del estandar.

ϵ_s = Eficiencia absoluta del fotopico estandar.

ϵ_x = Eficiencia absoluta del fotopico investigado.

n_s = $a_s \cdot N_a / A_s$ = Número de núcleos blanco del estandar

n_x = $a_x \cdot N_a / A_x$ = Número de núcleos blanco investigado.

f_s = $(1 - e^{-\lambda_s t})$ = Factor de saturación del estandar.

f_x = $(1 - e^{-\lambda_x t})$ = Factor de saturación del investigado.

ϕ_s / ϕ_x = flujo relativo en cada posición de irradiación.

2.2. SISTEMA DE DETECCION DE ACTIVIDADES:

Un sistema de detección para radiaciones gamma(γ) está constituido generalmente por cuatro unidades , compuestos por uno ó más equipos electrónicos dispuestos como sigue:

- Unidad de deteccion de rayos- γ \longrightarrow Compuesto por el detector-HPGe.
- Unidad de preamplificacion y amplificacion de pulsos. \longrightarrow Compuesta por una cadena de módulos de conversión y amplificación de pulsos eléctricos.
- Unidad de analisis y tratamiento de pulsos . \longrightarrow Compuesta por el analizador multicanal-MCA ; analiza la altura de pulsos , almacena datos y transfiere datos.
- Unidad de procesamiento e impresion . \longrightarrow Compuesta por la microcomputadora(Digital-350 professional); provistos de programas basic para el tratamiento de fotopicos é impresora.

Entre las características más importantes de la cadena de detección se puede señalar lo siguiente :

El comportamiento del detector frente a la radiación gamma (γ) ,que influye en la sensibilidad y selectividad de la espectrometría es que dependen de la eficiencia ,poder de resolución y relación compton /pico gamma.

La eficiencia del detector se define como la relación entre el número de radiaciones- γ contado por el detector y el número total de desintegraciones.La resolución ó poder de resolución está referida a su capacidad de discriminación entre dos picos de energía muy próxima ,se expresa en función del ancho a mitad de altura del fotopico(FWHM,FWTM) para una energía tomada de referencia.

La ventaja de usar detectores semiconductores de Ge(Li) ó Germanio hiperpuro (HPGe) en espectrometría gamma (γ) es precisamente por su excelente poder de resolución y consecuentemente su muy buena relación Compton a pico gamma.

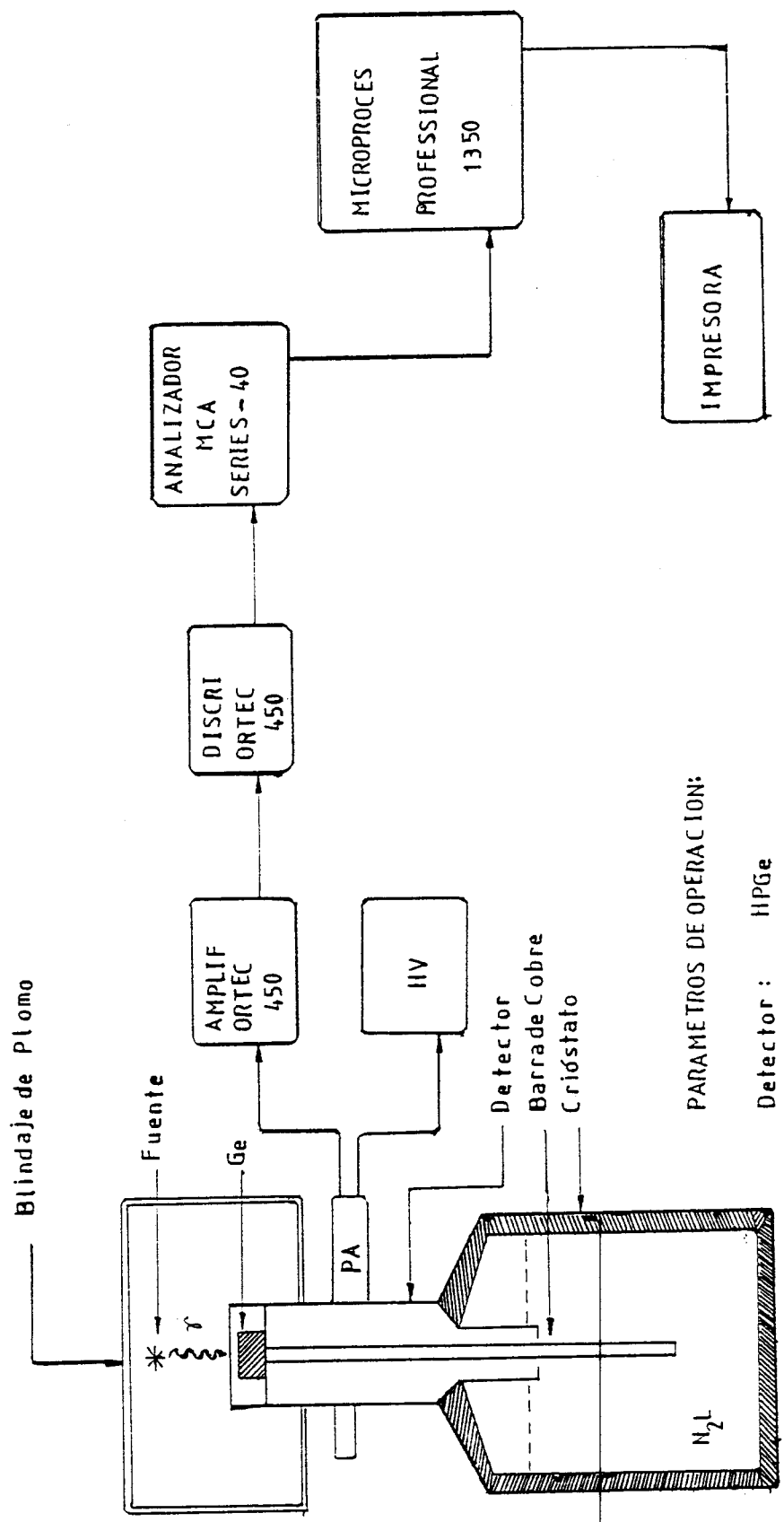
En cambio la eficiencia es menor comparada con los detectores de centelleo de NaI(Tl),que sí tienen una alta eficiencia pero bajo poder de resolución .

Es usual definir la eficiencia de los detectores Ge(Li) y HPGe, en relación a la eficiencia absoluta de un centellador de NaI(Tl) de 3"x3" para el pico de 1332 Kev de Co-60 ,colocado a 25 cm del detector /12/ .

El detector de radiación gamma(γ) uzado en los experimentos es del tipo semiconductor de germanio hiperpuro (intrínseco coaxial) - HPGe (Princeton γ Tech-USA) ; de las siguientes características:

Volumen del detector	: 60 Cm ³
Tensión de polarización	: 2000 a 4000 voltios
Corriente	: 10 mA
Eficiencia	: 12,3 % a 1332 Kev de Co ⁶⁰ a 25 cm.
Resolución	: 1,76 Kev(FWHM) y 3,26 Kev(FWTM).
Razón pico/Compton	: 44,0/1 a 122 Kev de Co ⁵⁷ .
Resolución	: 0,752 Kev(FWHM) a 122 Kev de Co ⁵⁷ .
Preamplificador	: Modelo RG-11B/C-Serie 6520.

En la figura [5] se muestra la cadena de detección usado en el presente trabajo.



PARAMETROS DE OPERACION:

- Detector : HPGe
- Alta Tension: 4000 V
- Amplificador : Coarse Gain : 100 V
Fine Gain : 0,6 V
- Discriminador: Shaping Time Integrate : 1,5 V
Constant μsg: Diferenciata: 1,5 V
- Input Mode : Negative - Normal
- Output Mode : Unipolar : 10 V

FIGURA [5] : Sistema de Deteccion de Radiacion - γ

La eficiencia de detección de radiaciones gamma(γ) por un detector se define como la razón de la actividad medida a la actividad total de la radiación gamma de energía (E_i), medido respecto a una fuente estandar de energía (E_j) ; que vendría a ser la eficiencia absoluta ; definido por :

$$\epsilon_{abs} = \frac{Am_j / t_c}{I_{\gamma j} \cdot A_o \cdot e^{-\lambda t_d}} \quad (15)$$

Donde :

ϵ_{abs} = Eficiencia absoluta del detector

Am_j = Razón de contaje (Area) del fotopico (γ_j) (dest/s)

A_o = Actividad de la fuente estandar en el instante $t = 0$ de su calibración (dest/s) $1 \text{ curie} = 1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ dest/s}$.

$I_{\gamma j}$ = Fracción de desintegración de rayos gamma (γ) (%)

λ = Constante de desintegración de la fuente estandar.

$e^{-\lambda t_d}$ = Factor de normalización de la actividad (A_o) al momento de medir Am_j .

t_c = Tiempo de contaje de actividades de la fuente estandar

t_d = Tiempo de decaimiento de la fuente estandar desde su preparación hasta el momento de su medición.

Es importante destacar la dependencia de la eficiencia del detector de la geometría (fuente- muestra) y de la distancia fuente-detector ; a fin de medir la eficiencia se hacen uso de fuentes puntuales estandar certificadas por la IAEA, los que se muestran en las tablas EMS-A1 ; ver apendice D .

Estas fuentes son utilizadas en la determinación de la eficiencia de los detectores de radiación gamma (γ) , con larga y laboriosa calibración , que dificulta más cuando se tienen que analizar muestras de una geometría diferente al estandar ; en este caso, por lo general , se recomienda preparar una fuente patrón de la misma dimensión geométrica de la muestra a ser medida .

La curva de eficiencia de un detector de radiación gamma (γ) es ajustada por el método de mínimos cuadrados a una función exponencial polinomial de grado (n) siguiente :

$$\varepsilon_{\text{abs}}(\gamma_i) = \exp \left(a_0 + \sum_{j=1}^n a_j (\ln E_i)^j \right); j = 1, 2, 3, \text{etc.} \quad (16)$$

Donde :

$\varepsilon_{\text{abs}}(\gamma_i)$: Eficiencia absoluta del fotopico- γ_i .

$E_i[\text{Kev}]$: Energía del fotopico de interés .

a_0, a_j : Coeficientes de ajuste de la curva.

2.2.2. ANALIZADOR MULTICANAL-MCA-SERIES-40 :

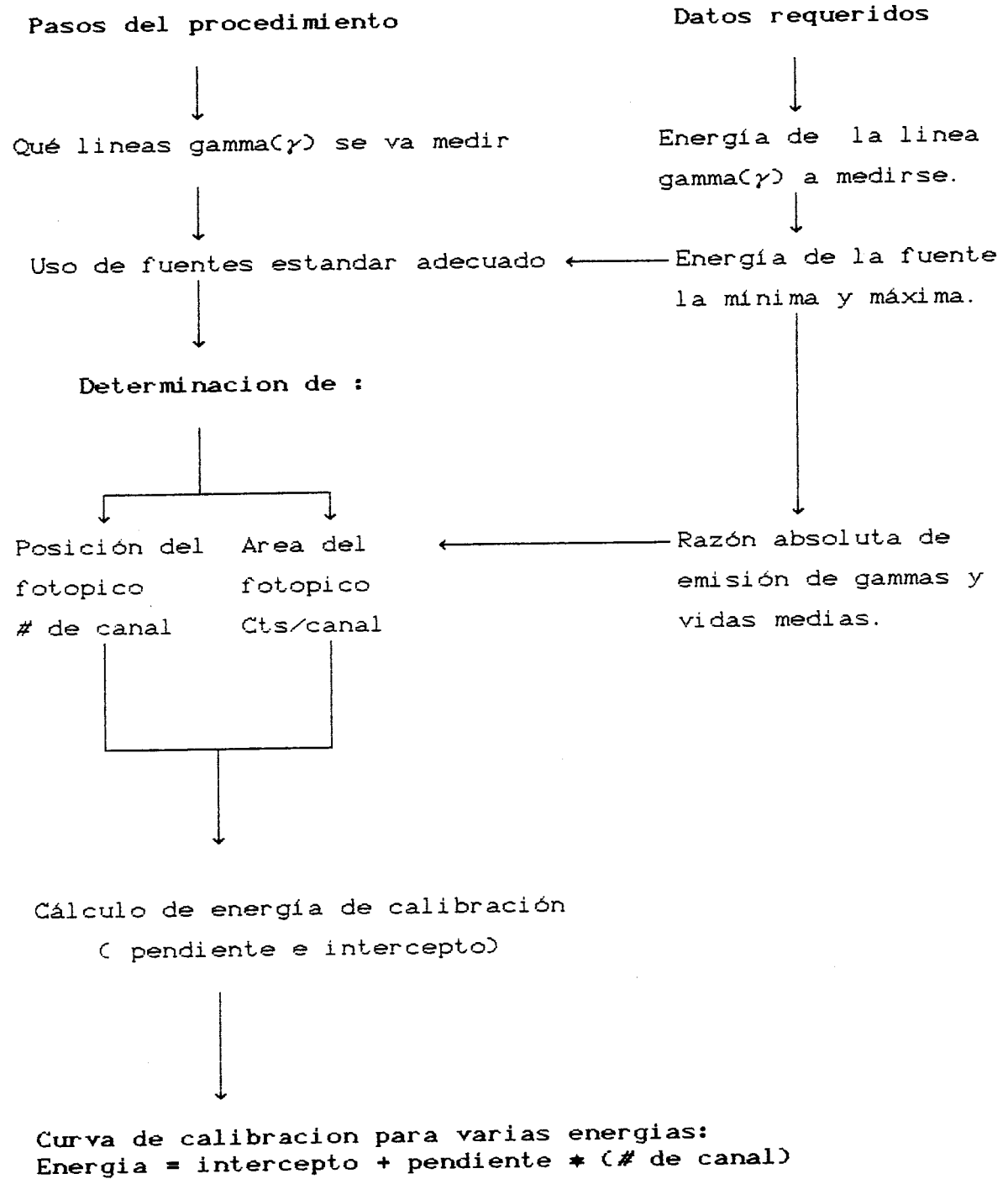
El analizador multicanal tiene la función de analizar la altura de los pulsos a la salida del amplificador y discriminador de la cadena de detección. Como se sabe, la altura de los pulsos es proporcional a la energía de la radiación gamma (γ) que incide en el detector. Al mismo tiempo efectúa el conteo de los pulsos analizados almacenando en la memoria los datos adquiridos; además el analizador multicanal es el equipo encargado de comandar las unidades de salida de datos.

La función de salida de datos es la de proveer al analista un medio para obtener la información producida en el analizador en forma adecuada; luego es transferido al microprocesador para su posterior tratamiento. El analizador multicanal permite seleccionar un conjunto de canales tomados como región de interés, de forma tal que la salida de datos se efectúe en esas regiones.

El tipo de analizador usado en nuestra cadena de mediciones fue el modelo MCA-SERIES-40-CANBERRA de 4096 canales; con una capacidad de almacenamiento de 999,9 cuentas/canal.

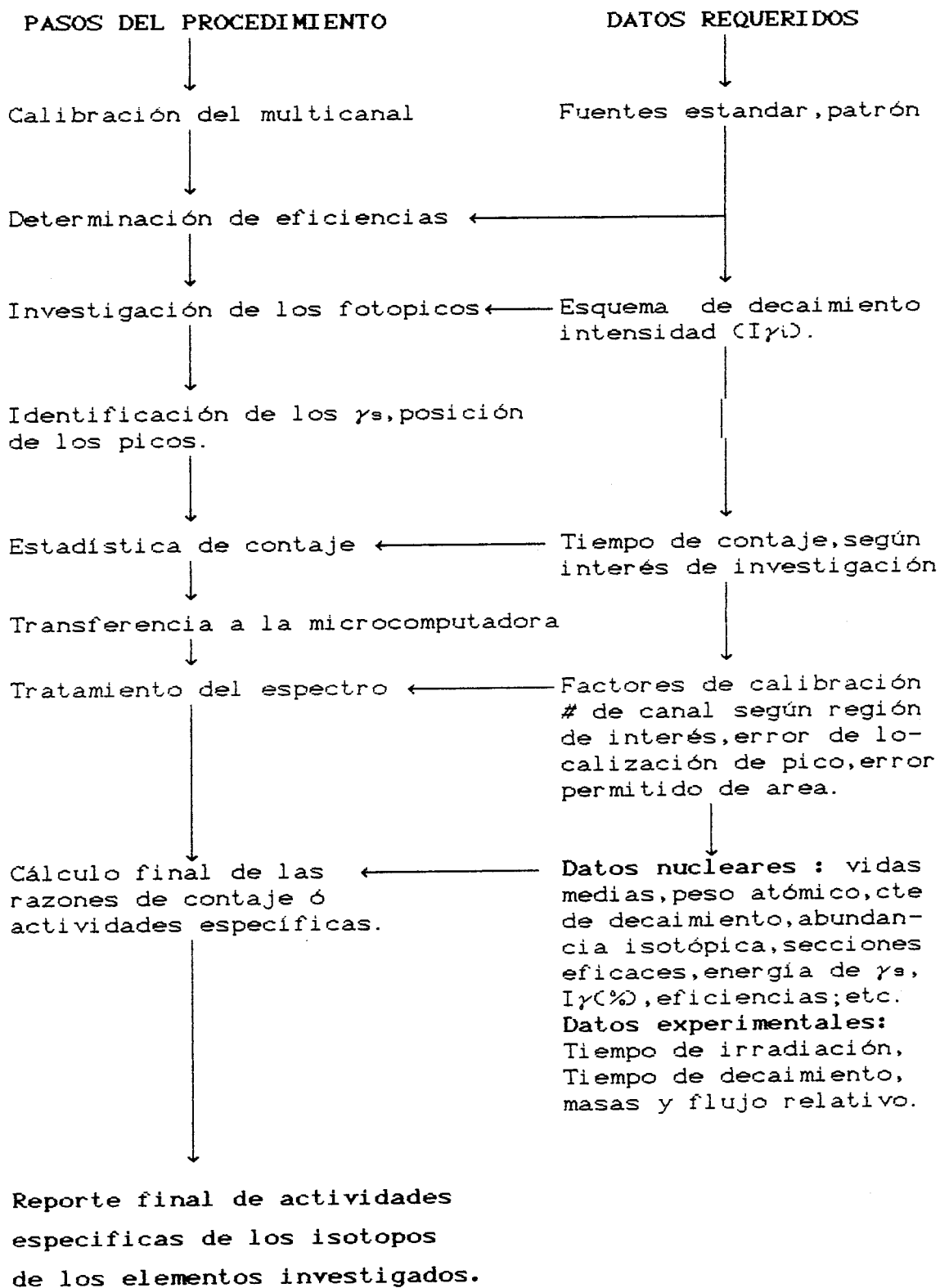
En forma simplificada podemos mostrar los pasos a seguir en la calibración en energías del MCA.

Calibración del Analizador Multicanal



2.2.3. EVALUACION DE LA ACTIVIDAD DEL NUCLIDO PRODUCTO:

La evaluación de la actividad del núcleo producto comprende los siguientes pasos según el esquema siguiente:



En términos generales la evaluación de las actividades de los isótopos investigados se basa en el método de cálculo de área total del fotopico investigado usando el programa basic STOAV-VTT (RESEARCH CENTRE OF FINNLAND); para las ecuaciones deducidas en (8),(9) y (10) ; ver apéndice A .

2.3. MEDICION DE LA ENERGIA DE LOS NEUTRONES:

2.3.1. METODO DE ACTIVACION DE HOJUELAS DE Zr y Nb :

La medición de secciones eficaces de activación para neutrones rápidos de alrededor de 14 Mev requiere de métodos más precisos de medición de la energía de los neutrones .

Para ello se usa un método simple de activación de hojuelas de elementos apropiados tales como circonio(Zr), niobio(Nb) ; para una geometría de irradiación especialmente diseñada, para lo cual , la energía de los neutrones puede ser determinada con una precisión de aproximadamente $[\pm 50 \text{ Kev}; \text{i.e.r} \pm 0.3\%] / 9\%$.

El principio de este método fue desarrollado por LEWIS /19/ y CSIKAI /10/ para una geometría de irradiación diseñada como en la figura [7], para la irradiación de muestras simultáneas.

El método de activación está basado sobre los datos de las formas de las funciones de excitación a 14 Mev para las reacciones nucleares de $\text{Zr}^{90}(n,2n)\text{Zr}^{89}$ y $\text{Nb}^{93}(n,2n)\text{Nb}^{92m}$.

Son significativamente diferentes . Por lo tanto las razones de las funciones de excitación ; dependen fuertemente de la energía de los neutrones .

En otras palabras, este método está basado en la comparación de las razones experimentales [$\text{Rex}(\theta)$] , de las secciones eficaces de Zr y Nb normalizada a la energía de los neutrones de 14,1 Mev , en la dirección de $(\theta = 90^\circ)$; dados por:

$$\text{Rex}(\theta) = \frac{\sigma_{\text{Zr}}(\theta) / \sigma_{\text{Zr}}(90)}{\sigma_{\text{Nb}}(\theta) / \sigma_{\text{Nb}}(90)} \quad (17)$$

Y las razones teóricas [$\text{Rt}(\text{En})$] de las funciones de excitación obtenida por la ecuación de aproximación de WEISSKOPF /14/ para secciones eficaces $\sigma(n,2n)$, estan bien determinadas para la reacción $\text{Zr}^{90}(n,2n)\text{Zr}^{89}$ y está dada por la expresión :

$$R_T(E_n) = \alpha(\theta) / \alpha(14,1) = \left[1 - \left(1 + E/T \right) e^{-E/T} \right] / 0,514 \quad (18)$$

Donde :

E = $E_n - E_{thr}$

E_n = Energía de los neutrones

E_{thr} = 11,86 Mev: Energía umbral en la reacción nuclear (n,zn)

T = 1,3 Mev: Temperatura nuclear que depende del parámetro nuclear (densidad de nivel) y energía de excitación en la reacción.

En base a éste método, CSIKAI nos muestra ciertas características experimentales obtenidas con deuterones de energía $E_d = 200$ Kev, para la cuál la variación angular de la energía de los neutrones emitidos en la reacción $D+T$ varía entre 13,4 Mev y 14,8 Mev. En este rango de energías los cambios relativos en las funciones de excitación, para las reacciones nucleares $Nb^{93}(n,zn)Nb^{92m}$ y $Zr^{90}(n,zn)Zr^{89}$; son: + 0,35 % y \cong + 100 % respectivamente. Por lo que la función de excitación $\sigma_{Nb}(E_n)$ es considerado como constante, debido a su mínima variación; en cambio la función de excitación $\sigma_{Zr}(E_n)$ varía totalmente para ese rango de energías.

Entre las funciones de excitación determinadas por Csikai y otros investigadores se pueden ver en las figuras [6a] y [6b].

El error de este método está determinado principalmente por la incertidumbre de la forma de la curva de excitación de la reacción $Zr^{90}(n,zn)Zr^{89}$; lo cual no excede de ± 25 Kev y los valores de las razones $R_{ex}(\theta)$, determinados experimentalmente, tienen errores de + 1%. Por lo tanto, el error en la determinación de la energía de los neutrones es $\cong \pm 50$ Kev.

Finalmente en nuestra investigación aplicamos este método general de comparación de razones de secciones eficaces relativas, pero introduciendo modificaciones luego de un cuidadoso análisis de las hipótesis del método para las condiciones de nuestra geometría de irradiación.

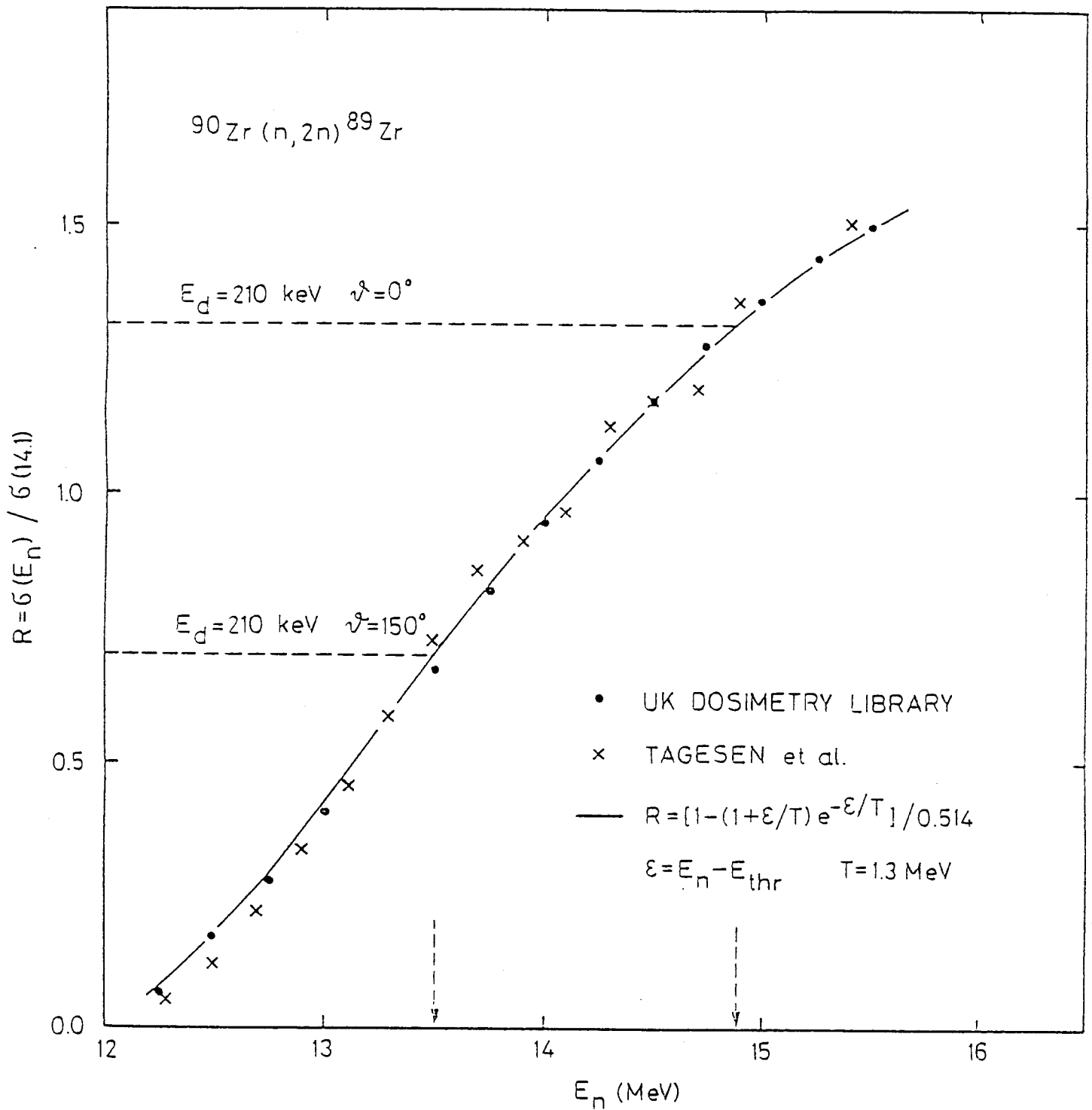


FIGURA [6a] : Funciones de excitación del Zr determinados por Csikai (—) y otros investigadores.

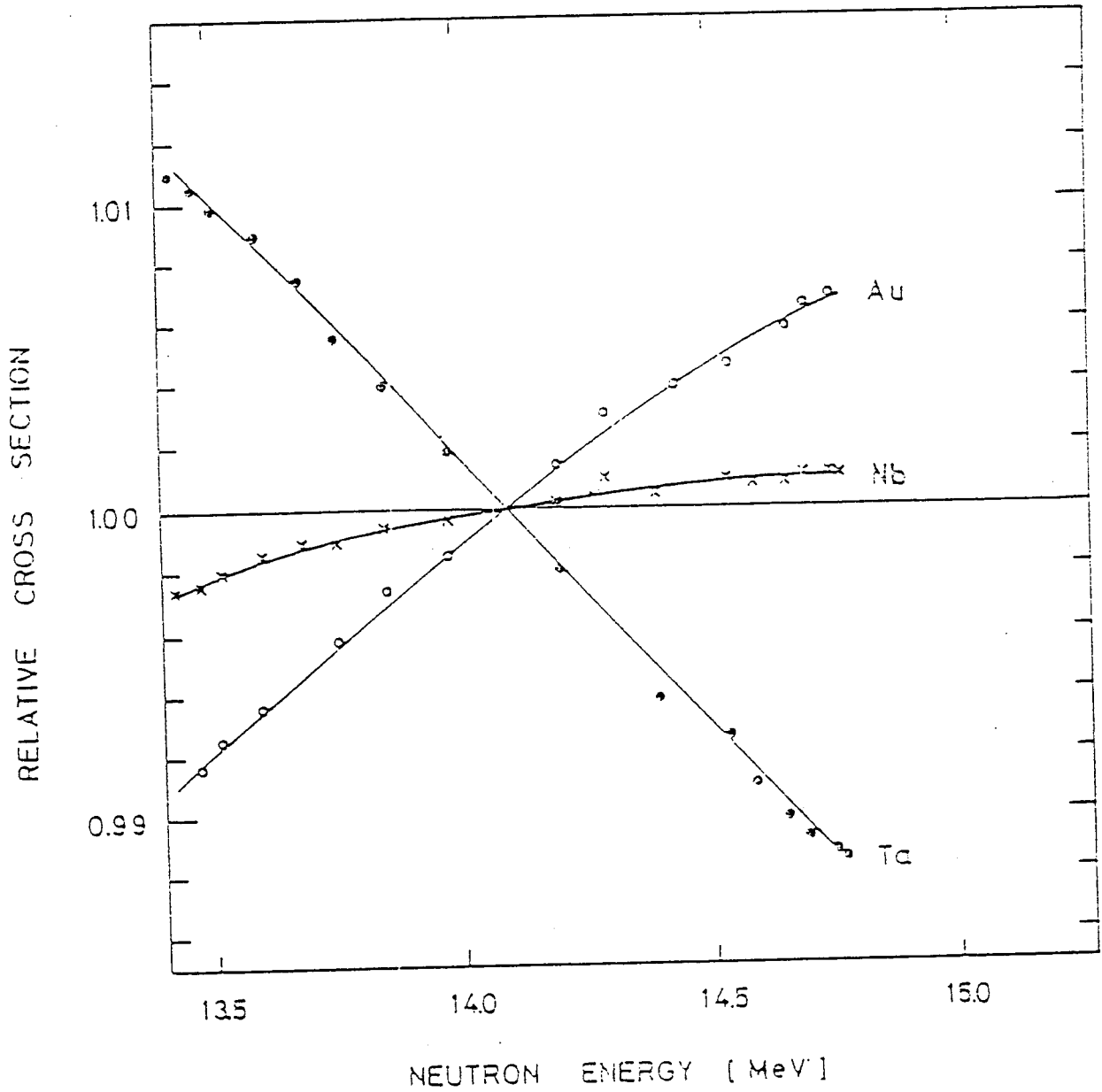


FIGURA [6b] : Curvas de secciones eficaces relativas recomendadas por Csikai para las siguientes reacciones :
 $^{93}\text{Nb}(n,2n)$, ^{92m}Nb , $^{197}\text{Au}(n,2n)$, ^{196}Au y $^{181}\text{Ta}(n,2n)$, ^{180m}Ta
 con neutrones alrededor de 14 Mev .

2.3.2. METODO MODIFICADO :

El método general parte de la hipótesis de que el flujo de neutrones (ϕ_0) en (11) , para la geometría de irradiación mostrada en la figura [7] es uniforme(cte) y normalizadas a la dirección angular de $\theta = 90^\circ$.

En el método modificado se plantea una serie de hipótesis , para las condiciones geométricas del sistema de irradiación luego de un cuidadoso análisis del sistema . La hipótesis fundamental para la geometría de irradiación ,parte de considerar de que el flujo de neutrones no es constante en el proceso de activación (irradiación) simultánea de varias muestras por un periodo de tiempo largo , ya que es imposible controlar las variaciones absolutas del flujo de neutrones con precisión .

Por lo que se requieren conocer las variaciones relativas del flujo de neutrones recibidos por las muestras é introducir correcciones por atenuación geométrica en cada posición de irradiación . La geometría de irradiación usado muestra una masa enorme de materiales de interferencia en la dirección de $\theta = 90^\circ$, con la consiguiente moderación de los neutrones y la atenuación del flujo , que influirá fuertemente en la baja actividad de las muestras irradiadas en esa dirección .Por lo tanto, la normalización de las actividades en la dirección de $\theta = 90^\circ$, tendría una incerteza muy elevada ,conduciéndonos aun más a alejarnos en la determinación precisa de la energía de los neutrones en la reacción investigada .

Por lo cuál tenemos que determinar las razones de las secciones eficaces absolutas no normalizadas a la dirección de $\theta = 90^\circ$; sino normalizadas a las secciones eficaces para valores medidos confiables ,determinadas para neutrones alrededor de 14,1 Mev ,obtenidos experimentalmente por muchos investigadores /11/.

Los valores de las secciones eficaces de activación que son confiables ,asumidas para el presente trabajo fueron medidos experimentalmente por PRESTWOOD/24/ , para la reacción de $Zr^{90}(n,zn)Zr^{89}$; entre 13,4 Mev a 14,81 Mev . Y para la reacción $Nb^{93}(n,zn)Nb^{92m}$ medido experimentalmente entre 13,43 Mev a 14,77 Mev por NETHAWAY/15/ , y recomendado por CSIKAI /10/.

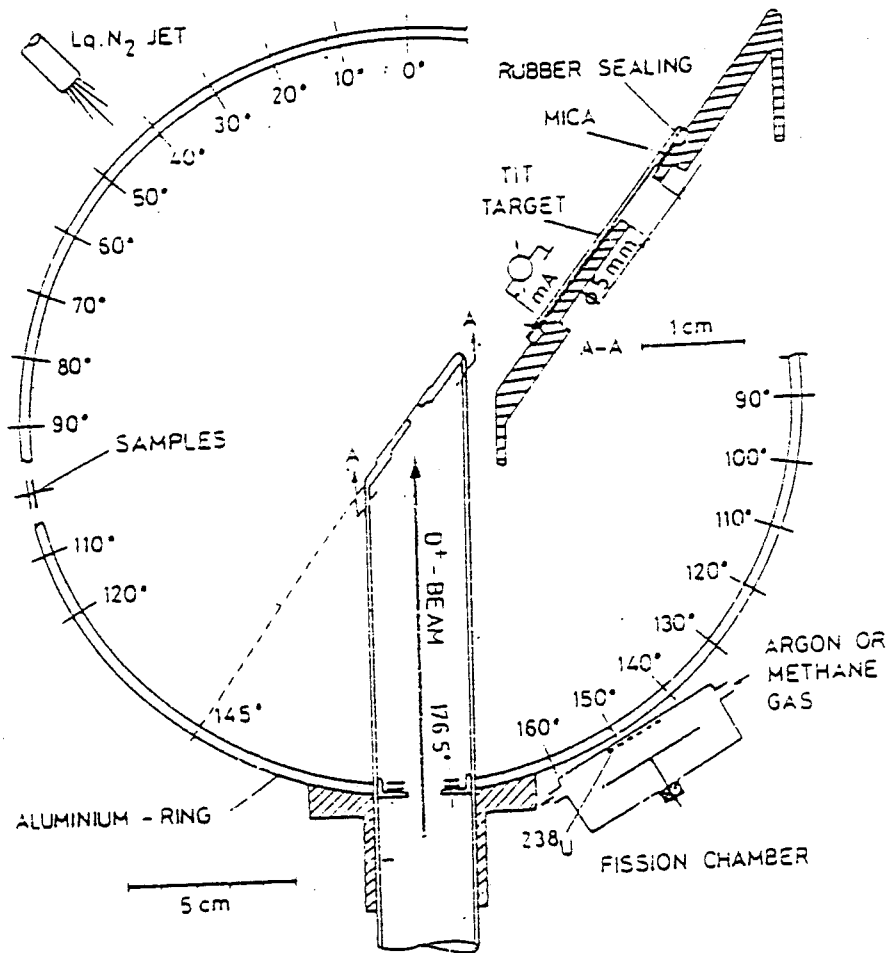


FIGURA [7] : Geometria de irradiacion recomendada por Csikái

Luego de la expresión (17), para las secciones eficaces teóricas de las reacciones $Zr^{90}(n,2n)Zr^{89}$ y $Nb^{93}(n,2n)Nb^{92m}$; se tiene lo siguiente:

$$R_{Zr}(E_n) = \sigma_{Zr}(E_n) / \sigma_{Zr}^*(E_n) \quad (19)$$

$$R_{Nb}(E_n) = \sigma_{Nb}(E_n) / \sigma_{Nb}^*(E_n) \quad (20)$$

Donde : $\sigma_{Zr}^*(E_n)$, $\sigma_{Nb}^*(E_n)$ son secciones eficaces supuestos y $R_{Zr}(E_n)$, $R_{Nb}(E_n)$; son determinados de la expresión (17).

De las expresiones (19) y (20) determinamos la razón teórica de las funciones de excitación de Zr y Nb.

$$RT(E_n) = \frac{\sigma_{Zr}(E_n)}{\sigma_{Nb}(E_n)} = \frac{R_{Zr}(E_n) \times \sigma_{Zr}^*(E_n)}{R_{Nb}(E_n) \times \sigma_{Nb}^*(E_n)} \quad (21)$$

Donde : $R_{Zr}(E_n)$ es calculado por la ecuación de aproximación de WEISSKOPF (18) , para neutrones cuyas energías varían entre 13,43 Mev a 14,77 Mev y $R_{Nb}(E_n)$ es recomendado por CSIKAI/10%.

En consecuencia los valores de la razón teórica calculados por la expresión deducida en (21) deberán ser comparados con los valores experimentales obtenidos para las razones de las funciones de excitación de Zr y Nb [$R_{ex}(E_n)$], razones que son determinadas a partir de la ecuación fundamental de la sección eficaz absoluta expresada por la ecuación (11) :

$$\sigma_{Zr} = A_{eZr} / \epsilon_{Zr} \cdot n_{Zr} \cdot \phi_{oZr} (1 - e^{-\lambda_{Zr} t}) \quad (22)$$

$$\sigma_{Nb} = A_{eNb} / \epsilon_{Nb} \cdot n_{Nb} \cdot \phi_{oNb} (1 - e^{-\lambda_{Nb} t}) \quad (23)$$

Las razones experimentales $R_{ex}(E_n)$ de las secciones eficaces absolutas de Zr y Nb se deduce a partir de las ecuaciones (22) y (23) .

$$R_{Ex}(En) = [A_{eZr}/A_{eNb}] [\epsilon_{Nb}/\epsilon_{Zr}] [n_{Nb}/n_{Zr}] [\phi_{0Nb}/\phi_{0Zr}] [f_{Nb}/f_{Zr}] \quad (24)$$

Donde :

A_{eZr} = Actividad específica del circonio (desint/s.mg).

A_{eNb} = Actividad específica del niobio (desint/s.mg).

ϵ_{Zr} = Eficiencia absoluta del fotopico de Zr^{89} .

ϵ_{Nb} = Eficiencia absoluta del fotopico de Nb^{92m} .

n_{Zr} = $a_{Zr} \cdot N_a / A_{Zr}$ = Número de núcleos blanco de Zr.

n_{Nb} = $a_{Nb} \cdot N_a / A_{Nb}$ = Número de núcleos blanco de Nb.

ϕ_{0Nb}/ϕ_{0Zr} = Flujo relativo en cada posición de irradiación.

f_{Zr}, f_{Nb} = Factores de saturación.

En el presente trabajo este método de comparación de las razones de las secciones eficaces es refinado corrigiendo por ajuste de las curvas teórico experimentales por interpolación lineal y cuadrática por el método de divisiones sucesivas de Newton ; además , todos los errores fueron calculados en cuadratura para el reporte de los valores finales.

En toda actividad de medición experimental se utiliza un cuantificador instrumental con el objeto de poder medir un valor preciso, es decir hallar el valor verdadero.

Generalmente se tiene valores estimados dentro de un margen de incerteza del valor verdadero real o de referencia; estos valores se obtiene por sucesivos refinamientos de las técnicas ó metodos de medición.

La diferencia entre un valor observado ó calculado y un valor verdadero es denominado "error absoluto", cuando este error se refiere a un valor medido se denomina "error relativo" que se expresa porcentualmente. Los errores groseros, de falla técnica ó de operación instrumental, son aquellos que pueden ser determinados y corregidos; sin embargo, hay errores que sobreviven a cualquier mejoría de los métodos ó equipos de medida; éstos son los llamados "errores sistemáticos" y los aleatorios ó al "azar".

Los errores sistemáticos ocurren generalmente en los tipos de instrumentos usados, su operación, métodos de medida, manejo de constantes y parámetros poco confiables; estos errores aparecen en las medidas con cierta constancia.

Los errores aleatorios son debidas a causas diversas conocidas ó no, originadas por el operador y son inevitables; como este tipo de errores no pueden ser eliminados, entonces se trata de estimarlos y procurar atenuarlos, dando un valor experimental seguido de dos límites de fluctuación, denominados límites de error.

Estos tipos de errores pueden ser convenientemente minimizados, ya sea por el manejo de equipos precisos y un cuidadoso método de medición, y los valores medidos pueden ser ajustados con ecuaciones matemáticas.

Entre los métodos de ajuste matemático usado en el presente trabajo podemos mencionar: Propagación de errores, para los cálculos de errores por cuadratura, divisiones sucesivas de Newton para la interpolación polinomial de una función (f); los que son resumidos en el apéndice E; etc.

CONSIDERACIONES EXPERIMENTALES

3.1. ARREGLO EXPERIMENTAL :

El arreglo experimental usado en el experimento ,se basó en el arreglo geométrico sugerido por Csikai \10\ , tanto para la medición de la energía de los neutrones en la reacción D+T ; así como para la medición de sección eficaz .

Para optimizar la geometría de irradiación fuente-muestra , primero se centró el "spot" del haz de deuterones en el blanco tritiado y luego se montó el dispositivo experimental .

3.1.1.CENTRADO DEL SPOT DEL HAZ DE DEUTERONES :

La necesidad del centrado del "spot"del haz de deuterones incidentes sobre el blanco tritiado es indispensable a fin de optimizar la geometría de irradiación fuente-muestra ;este fue un paso previo desarrollado en el presente trabajo , ya que el haz de deuterones es colimado,entonces del centrado del "spot"del haz depende la garantía de la dispersión conveniente de neutrones producidos en la reacción nuclear D+T .

Para el centrado del haz se cuenta con un dispositivo en la fuente de iones ,consistente en tres tornillos ajustables ,que permite desplazar la fuente a fin de centrar el haz ,para esto se requiere usar además un detector de huellas como el nitrito de celulosa (LR-115).

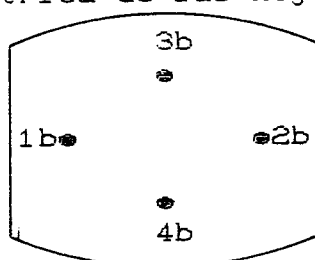
En este trabajo no se usó este detector y el simple ajuste de tornillos no garantizaba un correcto centrado del haz ,por lo que se usó el método de activación de hojuelas de cobre,que se colocan adecuadamente sobre la cámara de refrigeración para ser activada .

Este método consiste en usar ocho hojuelas circulares de masas aproximadamente iguales que en grupo de cuatro son adosadas en la cámara de refrigeración , distribuidos en un círculo de 60 mm de diámetro a una distancia $\cong 3,5$ mm al blanco para su irradiación simultánea .Al mismo tiempo se desplazó el tubo de vacío en dos direcciones ,horizontal y vertical respecto al punto de referencia tomado en el piso desde su posición inicial del tubo ; ver figura [3] .

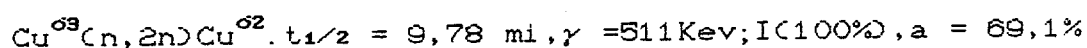
El desplazamiento vertical Eje z ,comprende desde el nivel del piso ;cuya posición original era de 1203,5 mm hasta el centroide del blanco y posición cero del eje x . El método consistía en el desplazamiento del centroide del blanco en los dos ejes respectivamente ,con desplazamientos milimétricos.

Este método permite centrar el "spot" del haz;luego de varias pruebas experimentales realizadas ; cuyo resultado se resumen para el último experimento en la tabla [4].Para el cual logramos obtener una altura desde el nivel del piso hasta el centroide del blanco de 1212 mm y 12mm de desplazamiento horizontal en el eje + X desde el punto de referencia.

La disposición geométrica de las hojuelas de cobre es :



TABLA[4]: Actividades Especificas Inducidas en la reaccion :



HOJUELA	MASA(mg)	ti(s)	td(s)	Area(d/s)	Ac(d/s)	Ae(d/s. mg)
1b	82,30	1'30"	0'10"	26691	106,84	1,298 _{>9,04% *}
2b	80,70	1'30"	5'52"	19230	115,24	1,427
3b	92,50	1'30"	11'13"	16613	145,40	1,572 _{>10,8%**}
4b	95,80	1'30"	16'55"	10254	134,36	1,403

$$* \frac{(Ae2b - Ae1b)}{Ae2b} \times 100 = 9,039\%$$

$$** \frac{(Ae3b - Ae4b)}{Ae3b} \times 100 = 10,75\%$$

En * y ** se ve que la actividad inducida en las hojuelas posee una diferencia de $\cong 10,0\%$,una respecto a la otra en cada posición de irradiación ,lo cual confirma un buen centrado del "spot" del haz de deuterones ; es decir se garantiza una buena geometría de irradiación .

3.1.2. GEOMETRIA DE IRRADIACION FUENTE-MUESTRA :

La geometría de irradiación se basó en el diseño propuesto por LEWIS/19/ y CSIKAI/10/. Para ello se utilizó una lámina de aluminio de 3mm de espesor y 40 mm de ancho ,el anillo se hizo por un sistema de rolado ,realizado en el Departamento de Máquinas y Herramientas del SENATI ,con un diámetro hasta el centroide del anillo de $\cong 200 \pm 0,05\text{mm}$ y un error de 0,02% ;asi mismo se abrieron ventanas de 11mmx16mm para las dispersiones angulares a ser investigadas de :0°,30°, 60°,70°,90° y 125°,dispuestos respecto a la dirección del haz de deuterones ,para el que se estima un error menor de 0,1 % ; el dispositivo geométrico se muestra en la figura [8].

El montaje del dispositivo experimental ,se basa en el análisis de las posibles interferencias a producirse por los materiales que rodean el blanco y por posibles rebotes de los neutrones en el piso ;por ello se monta el dispositivo en dirección perpendicular al piso y con las muestras en el semicírculo superior del anillo , para una geometría fuente muestra de $100 \pm 0,05\text{mm}$ desde el blanco hasta el centroide del anillo ,estimándose un error de montaje de $\cong 0,2\%$.

Las hojuelas fueron dispuestas geoméricamente en forma de "multisandwich",adosados con mylar y cinta adhesiva en las ventanas del anillo tal como se muestra en la figura [8].

Asi mismo la disposición de las hojuelas nos permite hacer las correcciones por atenuación geométrica de flujo recibido por las muestras durante la irradiación .

3.2. MEDICION DE LA ENERGIA DE LOS NEUTRONES :

3.2.1. PREPARACION DE MUESTRAS :

Las muestras de Zr ,Nb y Al utilizadas en el presente trabajo fueron de alta pureza certificadas por Goodfellow Metals Limited ,The Science Park-Cambridge -CB4/4DJ.Cuya procedencia es con el motivo de Interregional project TC/INT/1 /039 on Nuclear Measurement Techniques -IAEA-VIENNA-1988 .

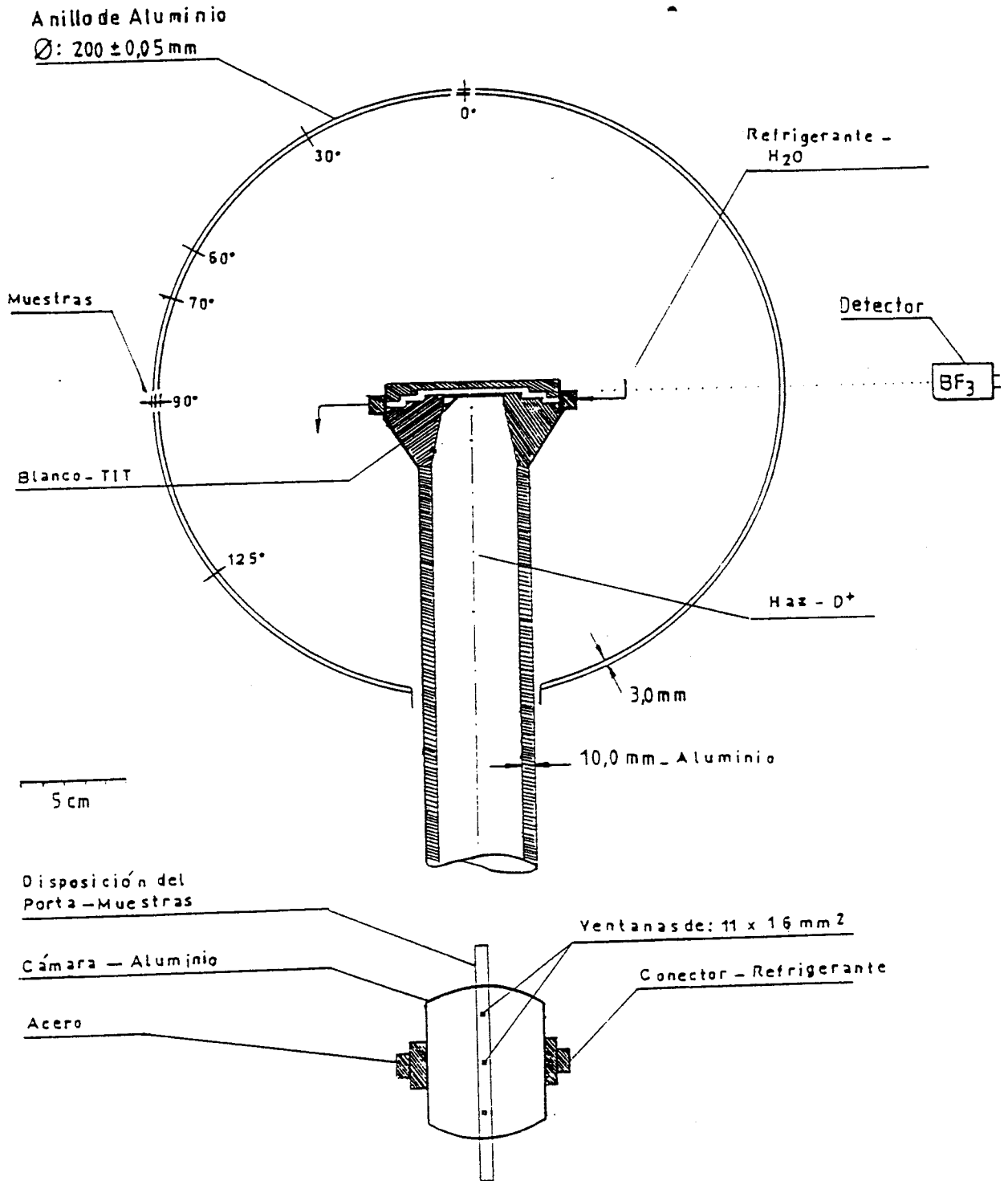


FIGURA [8] : Geometria de irradiacion experimental usado .

Las hojuelas fueron cortadas en dimensiones de $\cong 10\text{mm} \times 15\text{mm}$; con un error menor de 0,03 % ; mediante una cizalla en el Laboratorio de Mecánica de la Facultad de Ciencias Físicas-UNMSM.

En las tablas [5] y [6] se presentan las características nucleares y condiciones experimentales del Zr, Nb y Al ; respectivamente.

TABLA [5] : Características Nucleares de : Zr , Nb y Al .

Elemento	Zirconio(Zr)	Niobio(Nb)	Aluminio(Al)
Pureza	99,80 %	99,90 %	99,00 %
Espesor	1,00 mm	1,00 mm	1,02 mm
Ab. isotópica (%)	51,50 %	100,00 %	100,00 %
Modo. dec.	β^- , Ec	β^- , Ec	β^-
Vida med($t_{1/2}$)	78,4 hr	10,3 d	15,02 hr
Lineas γ	909 Kev	934 Kev	1368,8 Kev
Intensidad I_γ (%)	93,00 %	99,1%	100,00 %
Reacciones con neutrones	$^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$	$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92m}\text{Nb}$	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$

Angulo (θ)	Hojuelas			
	Aluminio 1 masa(mg) $m \pm \delta m(\%)$	Aluminio 2 masa(mg) $m \pm \delta m(\%)$	Zirconio(Zr) masa(mg) $m \pm \delta m(\%)$	Niobio(Nb) masa(mg) $m \pm \delta m(\%)$
0°	362,1±0,027 a=15,10±0,03 b=10,15±0,04	353,4±0,028 a=15,05±0,03 b=10,00±0,03	1083,6±0,009 a=15,10±0,03 b=9,80 ±0,03	1208,9±0,008 a=15,00±0,03 b=10,40±0,03
30°	351,2±0,027 a=15,00±0,03 b=10,00±0,05	359,4±0,027 a=15,10±0,03 b=10,20±0,04	1135,5±0,008 a=14,90±0,03 b=10,20±0,04	1206,0±0,008 a=15,05±0,03 b=10,20±0,04
60°	359,5±0,027 a=15,60±0,03 b=10,00±0,05	377,5±0,026 a=15,55±0,03 b=10,40±0,04	1157,4±0,008 a=15,50±0,03 b=10,10±0,04	1267,6±0,007 a=15,45±0,03 b=10,05±0,04
70°	365,7±0,027 a=15,20±0,03 b=10,25±0,04	362,1±0,027 a=15,25±0,03 b= 9,90±0,05	1068,3±0,009 a=14,85±0,03 b=10,00±0,05	1152,5±0,008 a=15,15±0,03 b= 9,90±0,05
90°	369,5±0,027 a=15,40±0,03 b=10,15±0,04	366,9±0,027 a=15,40±0,03 b=10,20±0,04	1132,3±0,008 a=15,45±0,03 b=10,15±0,04	1280,5±0,007 a=15,40±0,03 b=10,06±0,04
125°	346,3±0,029 a=15,00±0,03 b=10,00±0,05	357,5±0,028 a=15,00±0,03 b=10,00±0,05	1130,0±0,008 a=15,10±0,03 b=10,10±0,04	1218,3±0,008 a=15,00±0,03 b=10,10±0,04

Las masas de las hojuelas fueron pesadas en una balanza electrónica -SARTERIUS - , con un error instrumental de 0,1 mg y las dimensiones de las hojuelas se midieron con pie de rey con un error instrumental de $\delta_{inst} = 0,005\text{mm}$.

Los errores reportados de masa y dimensiones largo(a) en mm y ancho (b) en mm son errores relativos determinados por :

$$\delta m (\%) = [\delta \text{ instrumento} / m] \times 100 .$$

3.2.2. EFICIENCIA DEL DETECTOR HPGe:

51

La determinación de la eficiencia del detector de radiación gamma(γ)-HPGe, para la medición de energía de los neutrones, comprendió un paso previo de preparación de una muestra patrón en un portador de muestras previamente adecuada, para la dimensión rectangular de las hojuelas.

La muestra patrón consistió en una solución de 50 μ l de Eu¹⁵² en 150 μ l de agua destilada preparados homogéneamente sobre una lámina delgada de aluminio metálico; luego se deshidrató en una campana de calefacción de crisol a una temperatura de $\approx 40^\circ$ celsius.

El siguiente paso consistió en medir la actividad de la muestra patrón así preparada en el detector HPGe en contacto.

La actividad inicial (A_i); de la fuente de Eu¹⁵² en el momento de su preparación en la fecha del 22/07/87 fue de:

$$A_i = 0,5218 \pm 0,001 \mu\text{Ci/ml.}$$

La actividad de la fuente patrón preparada para 50 μ l fue:

$$A_o = [0,5218 \mu\text{Ci/ml}][50 \mu\text{l}] = 0,02609 \pm 0,001 \mu\text{Ci}/\mu\text{l.}$$

Las actividades [A_{mj}] de la fuente patrón se midió 10/02/89

Para un tiempo de contaje (t_c): 14400 s.

y un tiempo de decaimiento(t_d): 571 d, hasta el 10/02/89.

De la expresión deducida en(15) y para las áreas medidas de los fotopicos característicos de la fuente de Eu¹⁵²; se muestra en la tabla [7], las eficiencias de los fotopicos.

TABLA[7]: Eficiencias Absolutas para los r- γ de Energias(E_i).

$E_i(\text{Kev})$	$A_{mj}(\text{dst/s})$	$I_{\gamma}(\%)$	Eficiencias($\epsilon_i\%$)
121,8 \pm 0,003	419443 \pm 880(0,21%)	28,37 \pm 0,24	11,523 \pm 0,038
244,6 \pm 0,005	48629 \pm 297(0,61%)	7,51 \pm 0,06	5,047 \pm 0,031
344,2 \pm 0,007	142916 \pm 414(0,29%)	26,58 \pm 0,18	4,191 \pm 0,014
411,0 \pm 0,011	8536 \pm 178(2,09%)	2,23 \pm 0,013	2,978 \pm 0,062
443,8 \pm 0,010	11136 \pm 192(1,72%)	3,12 \pm 0,018	2,781 \pm 0,048
778,8 \pm 0,016	27045 \pm 211(0,78%)	12,96 \pm 0,07	1,626 \pm 0,012
867,3 \pm 0,030	6413 \pm 150(2,34%)	4,16 \pm 0,06	1,202 \pm 0,028
964,1 \pm 0,030	23941 \pm 187(0,78%)	14,62 \pm 0,06	1,276 \pm 0,010
1085,9 \pm 0,030	16621 \pm 161(0,97%)	10,16 \pm 0,05	1,275 \pm 0,012
1112,2 \pm 0,040	21072 \pm 196(0,93%)	13,56 \pm 0,06	1,211 \pm 0,011
1408,3 \pm 0,030	24946 \pm 170(0,68%)	20,58 \pm 0,09	0,945 \pm 0,006

La curva de eficiencias es finalmente obtenido por ajuste de la expresión (16), para un polinomio de tercer orden ; por el método de mínimos cuadrados, mediante el programa basic-STPROC; para siete puntos de ajuste tomados de la tabla [7], que reproduce mejor la curva experimental y se resume en la tabla [8].

TABLA[8] : Puntos de Ajuste de la Curva de Eficiencia (ϵ_i).

$E_{\gamma i}$ (Mev)	$\text{Ln}(E_{\gamma i})$	$\text{Ln}(\epsilon_i \%)$	$\epsilon_i \%$
0,1218	- 2,1053	2,4443	11,523
0,4110	- 0,8892	1,0913	2,978
0,4438	- 0,8123	1,0228	2,781
0,7788	- 0,2500	0,4861	1,625
0,9641	- 0,0365	0,2437	1,276
1,1122	+ 0,1064	0,1914	1,211
1,4083	+ 0,3424	-0,0566	0,945

Con los datos de la tabla [8] , para la función polinomial de tercer orden(16) ; se obtubieron los siguientes coeficientes de ajuste de la curva :

$$\begin{aligned} a_0 &= 0,24967 \pm 0,01858 \\ a_1 &= -0,89291 \pm 0,05661 \\ a_2 &= 0,06128 \pm 0,11891 \\ a_3 &= -0,00462 \pm 0,04553 \end{aligned}$$

Con lo que se expresa la eficiencia para cualquier ($E_{\gamma i}$) como :

$$\text{Ln}(\epsilon_i \%) = 0,24967 - 0,89291(\text{Ln}E_i) + 0,06128(\text{Ln}E_i)^2 - 0,00462(\text{Ln}E_i)^3 \quad (25)$$

Luego con esta expresión se hace un buen ajuste de la curva experimental de eficiencia versus energía; el que se muestra en la figura [9] ; con (25) se determinan (ϵ_i) para Zr^{89} y Nb^{92m} .

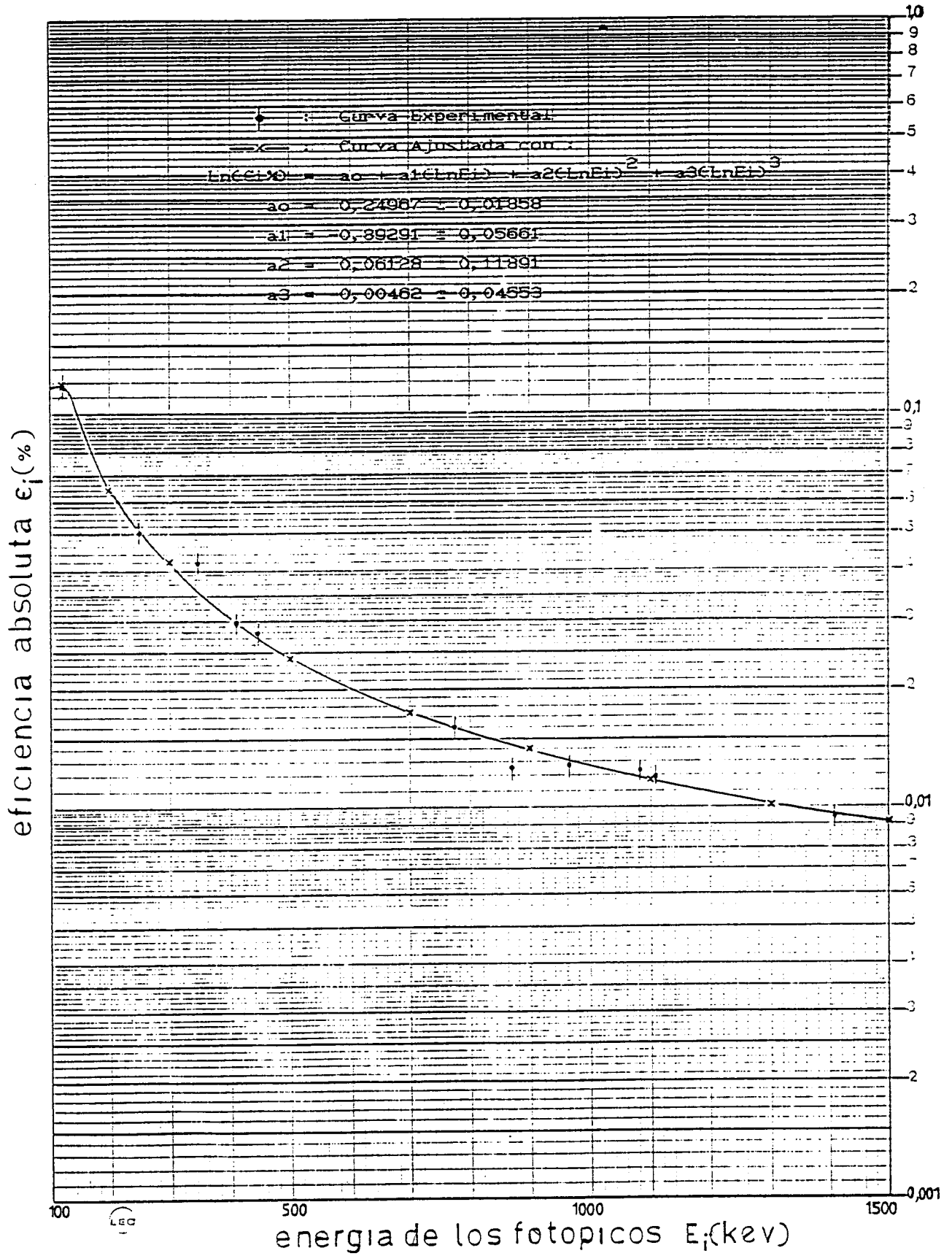


FIGURA [9] : Curva de eficiencias del detector-HPGe-10/02/89.

Para la calibración del Multicanal-MCA en energía ;para las mediciones se usaron dos fuentes estandar Co-60 y Co-57 de características indicadas en las tablas de fuentes celladas certificadas ; ver apéndice D .

Datos de calibración :

Número de canal	:	251	2664
Energía (Kev)	:	122	1332,5

Factores de la recta de calibración :

Pendiente factor de calibración en energía : 0,50166 Kev

Intercepto factor de calibración en energía : -3,9161 Kev

Recta final de calibracion:

Energia = - 3,9161 + 0,50166 *(# de canal).

3.2.4. SISTEMA DE IRRADIACION :

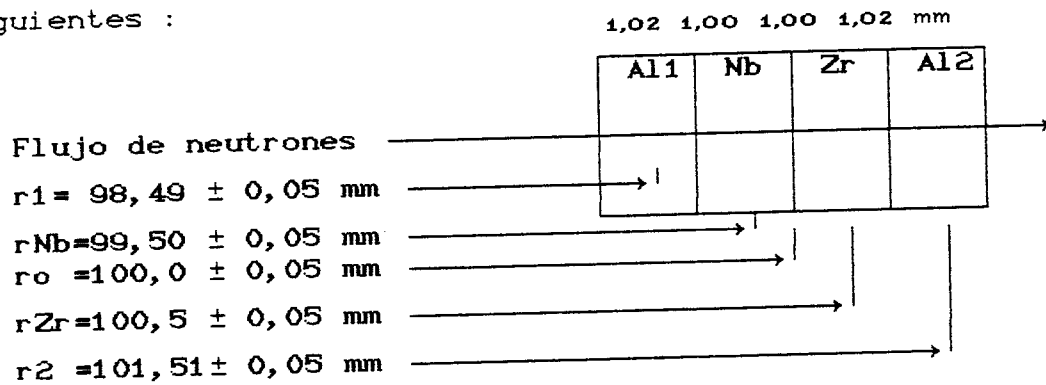
El sistema de irradiación está constituido por el generador de neutrones(fuente de neutrones),cadena de detección de actividades y la geometría de irradiación .

Para la geometría establecida y la previa calibración de la cadena de detección ;las condiciones de operación del generador de neutrones fueron las siguientes :

Fecha de irradiación	:	12/01/89
Tiempo de irradiación	:	4 h
Alto vacío	:	$3,5 \cdot 10^{-6} \text{mb} = 2,63 \times 10^{-6} \text{Torr.}$
Gas (D ⁺) (100 %)	:	68 %
Corriente HF (100 %)	:	65 %
Magneto (100 %)	:	70 % - 80 %
Focalización (100 %) (salida del haz de D ⁺)	:	35 % - 40 %
Extracción (100 %)	:	35 %
Alta tensión	:	140 Kv
Diámetro del haz	:	≈ 10 mm
Corriente diafragma	:	10 μA
Corriente HV consumo del Generador	:	0,4 mA
Corriente de blanco	:	250 μA
Monitoreo de flujo de neutrones (detector BF ₃)	:	≈ 8000 cts/s
Caidas de tensión en 4 h	:	6 veces .

Estos valores fueron seleccionados para tener una operación estable del Generador para periodos de irradiación largas.

La disposición geométrica de las hojuelas en forma de sandwich es de la forma Al1-Nb-Zr-Al2 ; con las características siguientes :



El error de geometría de las muestras adosadas es estimado en menos de 0,1% ; ya que un cuidadoso montaje nos garantiza un buen sistema de irradiación ; la disposición de las hojuelas ; nos permite hacer correcciones de los flujos por atenuación geométrica y estimar el flujo relativo de Nb respecto a Zr .

El flujo relativo se deduce de (2) y se expresa como :

$$\phi_{Nb}/\phi_{Zr} = \left(\frac{r_1 x r_{Zr}}{r_2 x r_{Nb}} \right)^2 (\phi_1/\phi_2) = \left(\frac{r_1 x r_{Zr}}{r_1 x r_{Nb}} \right)^2 (Ae_1/Ae_2) \quad (26)$$

3.2.5. EVALUACION DE ACTIVIDADES :

La actividad de los núclidos productos se evaluaron de acuerdo a las sugerencias del ejercicio ; es decir se tomó un tiempo de decaimiento de 24hrs para el contaje de la actividad del fotopico 1368,8 Kev de Na-24 , 38 hrs de decaimiento del fotopico 909 Kev de Zr-89 y 80 hrs de decaimiento del fotopico 934 Kev de Nb-92m ; estos tiempos de decaimiento se consideró a fin de permitir el decaimiento completo de fotopicos de vida media corta . En la medición de la actividad se usó el detector HPGe, con una resolución de 2Kev a 1332Kev de Co-60.

La actividad de los fotopicos se evaluaron usando el método de cálculo de área total con el programa Basic STOAV-VTT-RESEARCH CENTRE OF FINNLAND (ver apéndice-A) y de las expresiones deducidas en (8), (9) y (10) ; los que se resumen en las tablas [9],[10] y [11] respectivamente .

TABLA [9] : Actividades especificas del nuclido Na-24 .
 $E_{\gamma}=1368,8 \text{ Kev}(100\%) \quad \varepsilon_{\gamma}(\%)=0,9755 \pm 0,0184.$

Ang Hoj (θ)	t _d (s)	t _c (s)	Area Total(A _m) (ctas/s)	Actividad Corregida A _c (ctas/s)	Masa m \pm δ m (mg)	Activid. Espe(A _e) cts/s.mg	
0°	Al1	88920	2520	6411 \pm 83	7,988 \pm 0,103	362,1 \pm 0,1	0,02206 \pm 0,00028
	Al2	92400	2940	6438 \pm 77	7,293 \pm 0,087	353,4 \pm 0,1	0,02063 \pm 0,00024
30°	Al1	83220	2580	6419 \pm 83	7,350 \pm 0,095	351,2 \pm 0,1	0,02092 \pm 0,00027
	Al2	85980	2700	6255 \pm 81	7,093 \pm 0,092	359,4 \pm 0,1	0,01973 \pm 0,00025
60°	Al1	77940	2280	6428 \pm 77	7,769 \pm 0,093	369,5 \pm 0,1	0,02102 \pm 0,00025
	Al2	80400	2580	6582 \pm 78	7,269 \pm 0,087	377,5 \pm 0,1	0,01925 \pm 0,00023
70°	Al1	72960	2160	6287 \pm 82	7,519 \pm 0,097	365,7 \pm 0,1	0,02056 \pm 0,00026
	Al2	75300	2400	6325 \pm 82	7,023 \pm 0,091	362,1 \pm 0,1	0,01939 \pm 0,00025
90°	Al1	66300	2820	6289 \pm 82	5,312 \pm 0,069	369,5 \pm 0,1	0,01437 \pm 0,00018
	Al2	69360	3300	6459 \pm 84	4,863 \pm 0,063	366,9 \pm 0,1	0,01325 \pm 0,00017
125°	Al1	56700	1800	6320 \pm 82	7,346 \pm 0,095	346,3 \pm 0,1	0,02121 \pm 0,00027
	Al2	58800	1980	6326 \pm 82	6,875 \pm 0,089	357,5 \pm 0,1	0,01923 \pm 0,00024

Los errores son errores absolutos determinados en cuadratura según expresión ya deducida ,ver apéndice E .

TABLA [10] : Actividades especificas del nuclido Nb-92^m.

$$E_{\gamma} = 934 \text{ Kev}(99,1\%) \quad \epsilon_{\gamma}(\%) = 1,3523 \pm 0,0256$$

$$f_{\text{Nb}} = (1 - e^{-\lambda_{\text{Nb}} t_i}) = 0,011153$$

Ang Hoj (θ)	t _d (s)	t _c (s)	Area Total(Am) (Ctas/s)	Activid. Cor(Ac) (ctas/s)	Masa m \pm δ m (mg)	Actividad Espec(Ae) Ctas/s.mg
0°	Nb0 416100	7200	16572 \pm 116	3,189 \pm	1208,9 \pm	0,002637 \pm
				0,022	0,1	0,000018
30°	Nb3 410340	5400	11965 \pm 107	3,056 \pm	1206,0 \pm	0,002533 \pm
				0,027	0,1	0,000022
60°	Nb6 403320	6780	14987 \pm 134	3,034 \pm	1267,6 \pm	0,002393 \pm
				0,027	0,1	0,000021
70°	Nb7 339480	5400	11215 \pm 100	2,711 \pm	1152,5 \pm	0,002352 \pm
				0,024	0,1	0,000021
90°	Nb9 332040	7200	11753 \pm 105	2,120 \pm	1280,5 \pm	0,001655 \pm
				0,019	0,1	0,000015
125°	Nb12 317460	5580	12086 \pm 108	2,779 \pm	1218,3 \pm	0,002281 \pm
				0,025	0,1	0,000021

Los errores absolutos reportados fueron calculados en cuadratura segun expresi3n deducida ,ver ap3ndice E .

TABLA [111] : Actividades especificas del nuclido Zr^{89} .

$E_{\gamma}=909 \text{ Kev}(92.8\%) \quad \epsilon_{\gamma}(\%)=1,2978 \pm 0,0251.$

$$fZr = (1 - e^{-\lambda Zr t_i}) = 0,034746$$

Ang (θ)	Hoj (s)	t_d (s)	t_c (s)	Area Total(Am) (Ctas/s)	Activid. Corr(Ac) (Ctas/s)	Masa $m \pm \delta m$ (mg)	Actividad Espec(Ae) Ctas/s.mg
0°	Zr0	159720	2220	11380±102	7,608±	1083,6±	0,007021±
					0,068	0,1	0,000062
30°	Zr3	157260	2220	11137±100	7,401±	1135,5±	0,006517±
					0,066	0,1	0,000058
60°	Zr6	154440	2460	10845±98	6,461±	1157,4±	0,005582±
					0,058	0,1	0,000050
70°	Zr7	151200	2700	10467±104	5,638±	1068,3±	0,005277±
					0,056	0,1	0,000047
90°	Zr9	147360	3600	9579±95	3,838±	1132,3±	0,003389±
					0,038	0,1	0,000033
125°	Zr12	139620	3600	11456±103	4,503±	1130,0±	0,003984±
					0,040	0,1	0,000036

Los errores absolutos reportados fueron calculados en cuadratura segun expresi3n deducida ,ver ap3ndice E .

3.2.6. ESTIMADO DE FLUJO RELATIVO :

Para precisar los flujos relativos (ϕ_1/ϕ_2) en cada posición de irradiación se determinan previamente los flujos absolutos aproximados según la expresión (11) ya deducida para la reacción estandar $Al^{27}(n,\alpha)Na^{24}$; con $t_{1/2}=15,02h$, $\sigma=122\pm 3mb$, $n=2,2323\times 10^{19}$, $\epsilon(\%)=0,9755 \pm 0,0184 \text{ } /10/$.

Partiendo de la expresión (2) podemos estimar el flujo relativo (ϕ_1/ϕ_2) en las posiciones de irradiación de la hojuela (Al1) y la hojuela (Al2); como la razón de las actividades específicas ($Ae1/Ae2$); y esta razón es corregida por atenuación geométrica para la geometría de irradiación dada .

La corrección de flujo relativo ϕ_{Nb}/ϕ_{Zr} se obtiene de la expresión (26) y de la disposición geométrica de las hojuelas se expresa como :

$$\phi_{Nb}/\phi_{Zr} = [0,9604 \pm 0,0019] \times Ae1/Ae2. \quad (27)$$

Los valores de los flujos relativos corregidos según (27) y para los datos de las actividades específicas; resumimos en la tabla [12].

TABLA [12]:Flujos relativos en cada posición de irradiación

Angulo (θ)	Actividad Específica ($AeAl1$)	Actividad Específica ($AeAl2$)	Flujo Relativo Estimado $\phi_1/\phi_2=Ae1/Ae2$	Flujo relativo Corregido ϕ_{Nb}/ϕ_{Zr}
0°	$0,02206 \pm 0,00028$	$0,02063 \pm 0,00024$	1,06931	$1,02696 \pm 0,01779$
30°	$0,02092 \pm 0,00027$	$0,01973 \pm 0,00025$	1,06031	$1,01832 \pm 0,01852$
60°	$0,02102 \pm 0,00025$	$0,01925 \pm 0,00023$	1,09194	$1,04869 \pm 0,01780$
70°	$0,02056 \pm 0,00026$	$0,01939 \pm 0,00025$	1,06034	$1,01835 \pm 0,01850$
90°	$0,01437 \pm 0,00018$	$0,01325 \pm 0,00017$	1,08452	$1,04157 \pm 0,01878$
125°	$0,02121 \pm 0,00027$	$0,01923 \pm 0,00024$	1,10296	$1,05928 \pm 0,01900$

3.3. MEDICION DE LA SECCION EFICAZ DE ACTIVACION DE Mn^{56} y Ti^{51}

El método usado para la medición de la sección eficaz de activación de los isótopos Mn^{56} y Ti^{51} , que son productos de la reacción nuclear de $Fe^{56}(n,p)Mn^{56}$ y $V^{51}(n,p)Ti^{51}$, es el método de razón de actividades, con relación a la reacción nuclear estandar de $Al-27(n,p)Mg-27$.

El sistema de irradiación fuente-muestra diseñado para la medición de la energía de los neutrones, fue usado para la medición de sección eficaz a dos ángulos de dispersión de los neutrones emitidos en la reacción D+T; es decir a 0° y 60° .

3.3.1. PREPARACION DE MUESTRAS :

Las hojuelas utilizadas para la medición de sección eficaz fueron de alta pureza ($\geq 99,9\%$); garantizadas por su procedencia. Las hojuelas de aluminio que fueron utilizadas como monitores de flujo son de procedencia ya mencionada anteriormente y las hojuelas de hierro y vanadio proceden de Argentina (CNEA).

Las hojuelas de aluminio fueron de forma rectangular de dimensión $\approx 10\text{mm} \times 15\text{mm} \times 1,02\text{mm}$ y las hojuelas de hierro y vanadio fueron discos de $\approx 12,5\text{mm}$ de diámetro y $0,2\text{mm}$ de espesor. Las hojuelas de hierro fueron decapadas con una solución de ácido clorhídrico (HCl-38% de concentración); en volúmenes de 0,5 ml de HCl más 30 ml de H_2O .

Las hojuelas de vanadio fueron decapadas con una solución de ácido nítrico HNO_3 (38%) en volúmenes de 0,5 ml de HNO_3 más 30 ml de H_2O , posteriormente se lavaron las hojuelas con alcohol puro (98%); tanto los de hierro, vanadio y aluminio ya que éste último no presenta tantos problemas de oxidación estando libre al medio ambiente.

Las masas de las hojuelas se midieron en una balanza electrónica (Sartorius) con un error instrumental de 0,1mg.

En las tablas [13] y [14], se resumen las características nucleares y condiciones experimentales de los elementos investigados respectivamente.

TABLA [13]: CARACTERISTICAS NUCLEARES DE Al , Fe y V :

Elemento :	Aluminio(Al)	Hierro(Fe)	Vanadio(V)
Pureza :	99,00 %	99,9 %	99,9 %
Abun. Isotóp:	100,00 %	91,8%(Fe-56)	99,75%(v-51)
Modo de dec:	β^-	β^-	β^-
Vida media :	9,48 mi	2,576 h	5,79 mi
(del producto)			
Lineas γ :	843 Kev	846,3 Kev	319,9 Kev
Intensidad :	73 %	98,87 %	93,4 %
Reacción :	$Al^{27}(n,p)Mg^{27}$	$Fe^{56}(n,p)Mn^{56}$	$V^{51}(n,p)Ti^{51}$
Masa atóm :	26,980	55,847	50,941
Núm. de Nucl:	$22,323 \times 10^{23}$	$9,90 \times 10^{23}$	$11,794 \times 10^{23}$

TABLA [14] : CONDICIONES EXPERIMENTALES :

Angulo (θ)	Hojuela Codigo	Forma	Espesor (mm)	Dimension (mm)	Masa de hojuela (mg)
0°	Al1	Rectangular	1,02	10x15	362,1 \pm 0,1
	Al2	Rectangular	1,02	10x15	353,4 \pm 0,1
	FeAL	Disco	0,2	12,5	128,5 \pm 0,1
	VAD	Disco	0,2	12,5	65,2 \pm 0,1
60°	Al1	Rectangular	1,02	10x15	369,5 \pm 0,1
	Al2	Rectangular	1,02	10x15	377,5 \pm 0,1
	FeAK	Disco	0,2	12,5	121,1 \pm 0,1
	VAA	Disco	0,2	12,5	66,3 \pm 0,1

3.3.2. EFICIENCIA DEL DETECTOR HPG_e :

62

La eficiencia del detector de germanio hiper-puro HPG_e se determinó con una fuente patrón de europio Eu-152 ; de la misma dimensión que las hojuelas circulares de 12,5 mm de diámetro .

La fuente patrón se preparó en un volumen de 50µl de Eu-152 más 100 µl de H₂O destilada ,cuya solución homogénea se deshidrató en una campana de crisol a una temperatura de ≈40°C

La actividad de la fuente líquida

de Eu-152 preparada (22/07/87) : A_i = 0,5218±0,0001 µCi/ml

La actividad de la fuente patrón

preparada (28/03/89) fue : A_o = 0,0261±0,0001 µCi/µl

Fecha de medición de las

actividades [Am_j] : 28/03/89.

Tiempo de decaimiento : 610 d.

hasta el 28/03/89.

Tiempo de contaje : 14400 s.

La actividad de la fuente patrón fue medida en contacto con el detector ;cuyo espectro fue analizado con el MCA y tratada mediante el programa en Basic-STOAV.

Las eficiencias absolutas calculadas a partir de la expresión (15) para los datos de medición de la fuente patrón, son resumidas en la tabla [15] .

TABLA [15] : Eficiencias Absolutas de los fotopicos (γ):

E _γ (Kev)	A _{m_j} (ctas/s)	I _γ (%)	Eficiencias: ε(E _γ)
121,6±0,003	435487±870	28,37±0,24	0,120315±0,00052
244,4±0,005	48981±323	7,51±0,06	0,051119±0,00040
343,8±0,007	148282±430	26,58±0,18	0,043725±0,00029
410,6±0,011	8842±178	2,23±0,01	0,031022±0,00018
443,5±0,010	11296±193	3,12±0,02	0,028368±0,00016
778,3±0,016	27694±227	12,96±0,07	0,016748±0,00019
866,8±0,030	6539±156	4,16±0,06	0,012320±0,00017
963,5±0,030	25084±218	14,62±0,06	0,013447±0,00019
1085,3±0,030	16801±169	10,16±0,05	0,012961±0,00020
1111,6±0,040	21848±194	13,56±0,06	0,012628±0,00044
1407,6±0,030	25807±173	20,58±0,09	0,009828±0,00043

Las eficiencias absolutas fueron ajustadas a una función polinomial exponencial(16)de cuarto orden mediante el programa Basic-STPROC para la determinación de la eficiencia de los fotopicos investigados ;obteniéndose la siguiente función polinomial ,cuyos coeficientes fueron obtenidos para los puntos de ajuste ($E_{\gamma i}$) :

$$\varepsilon_{abs}(\gamma_i) = a_0 + a_1 \ln(E_i) + a_2 \ln(E_i)^2 + a_3 \ln(E_i)^3 + a_4 \ln(E_i)^4. (28)$$

Donde :

$$\begin{aligned} a_0 &= 0,24722 \pm 0,05016 \\ a_1 &= -0,83349 \pm 0,17291 \\ a_2 &= 0,44921 \pm 0,48902 \\ a_3 &= 0,34027 \pm 0,57528 \\ a_4 &= 0,08457 \pm 0,17641 \end{aligned}$$

Las eficiencias absolutas ajustadas , para los coeficientes obtenidos y el gráfico de la curva de eficiencias versus la energía de los fotopicos son mostrados en la tabla [16] y figura [10],respectivamente.

TABLA [16] : Eficiencias absolutas ajustadas de los (γ_i):

$E_{\gamma i}$ (Kev)	$\ln(E_{\gamma i} \text{ Mev})$	$\ln(\varepsilon_{\gamma i} \%)$	Efici. $\varepsilon_{\gamma i}(\%)$
121,6 \pm 0,003	-2,1070 \pm 0,0246	2,4875 \pm 0,0083	11,960 \pm 0,009
244,4 \pm 0,005	-1,4089 \pm 0,0204	1,6315 \pm 0,0078	5,445 \pm 0,004
343,8 \pm 0,007	-1,0676 \pm 0,0203	1,4753 \pm 0,0066	3,837 \pm 0,003
410,6 \pm 0,011	-0,8901 \pm 0,0267	1,1321 \pm 0,0058	3,184 \pm 0,002
443,5 \pm 0,010	-0,8130 \pm 0,0225	1,0426 \pm 0,0056	2,932 \pm 0,002
778,3 \pm 0,016	-0,2506 \pm 0,0202	0,5156 \pm 0,0053	1,614 \pm 0,001
866,8 \pm 0,030	-0,1429 \pm 0,0345	0,2086 \pm 0,0137	1,454 \pm 0,001
963,5 \pm 0,030	-0,0372 \pm 0,0311	0,2962 \pm 0,0037	1,321 \pm 0,001
1085,3 \pm 0,030	0,0818 \pm 0,0276	0,2593 \pm 0,0048	1,199 \pm 0,009
1111,6 \pm 0,040	0,1058 \pm 0,0350	0,2333 \pm 0,0048	1,178 \pm 0,009
1407,6 \pm 0,030	0,3418 \pm 0,0213	-0,0173 \pm 0,0043	1,029 \pm 0,008

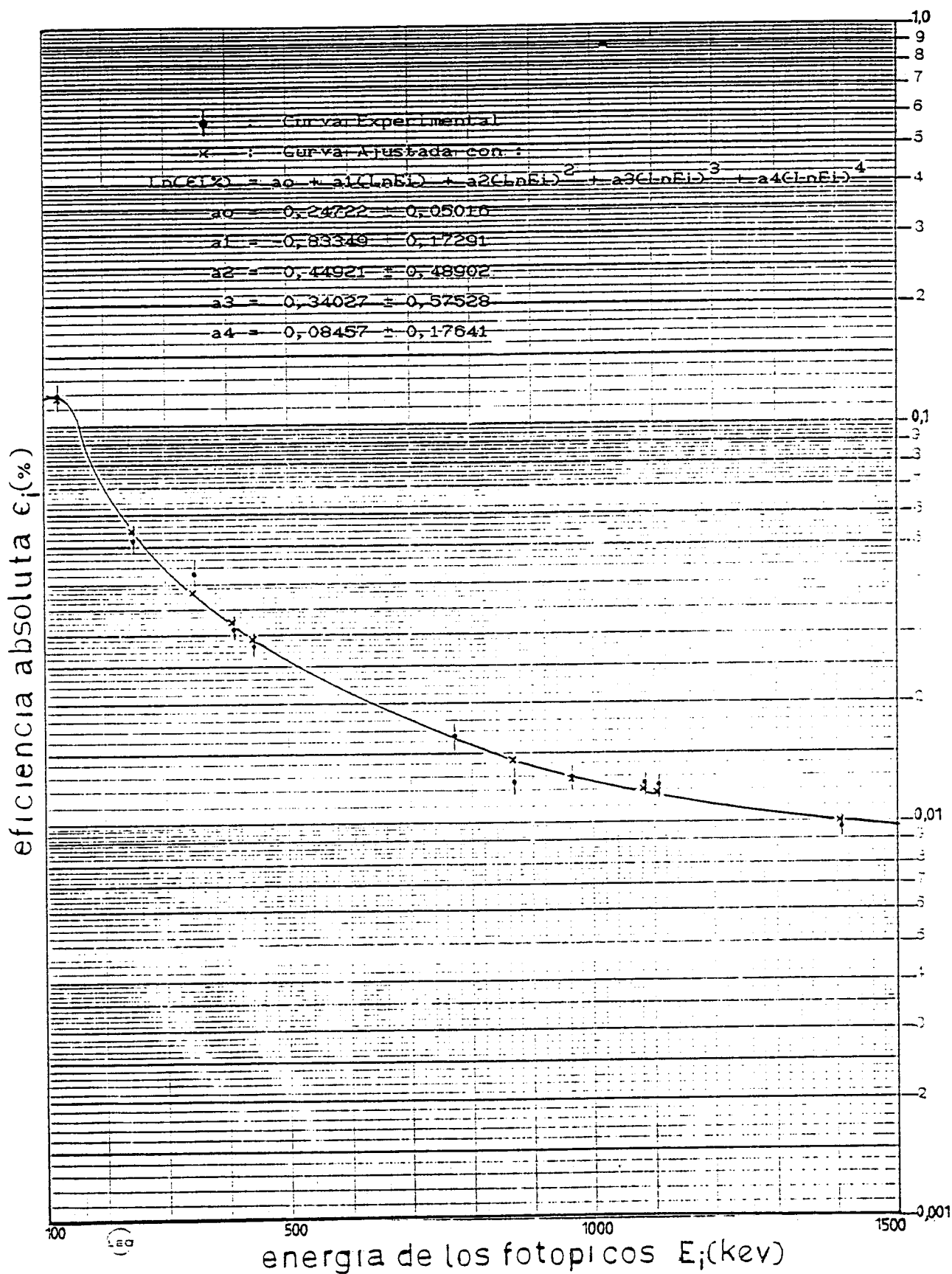


FIGURA [10] : Curva de eficiencias del detector-HPGe-28/03/89.

La eficiencia del fotopico de V-51 (319,9 Kev) es : 65

$$\epsilon_{\text{abs}}(\%) = 3,8621 \pm 0,0105$$

La eficiencia del fotopico de Mn-56 (846,3 Kev) es :

$$\epsilon_{\text{abs}}(\%) = 1,4652 \pm 0,0415$$

La eficiencia del fotopico de Mg-27 (843 Kev) es :

$$\epsilon_{\text{abs}}(\%) = 1,0902 \pm 0,0307$$

Factor de saturación de V-51 ($t_{1/2} = 5,79$ mi) es :

$$f = (1 - e^{-\lambda v t_i}) = 0,9991 \quad t_i = 59 \text{ mi}$$

Factor de saturación de Mn-56 ($t_{1/2} = 154,56$ mi) es :

$$f = (1 - e^{-\lambda M n t_i}) = 0,2325 \quad t_i = 59 \text{ mi}$$

Factor de saturación de Mg-27 ($t_{1/2} = 9,48$ mi) es :

$$f = (1 - e^{-\lambda M g t_i}) = 0,9866 \quad t_i = 59 \text{ mi}$$

3.3.3. ANALIZADOR MULTICANAL-MCA- SERIES-40 :

El analizador multicanal fue previamente calibrado con tres fuentes puntuales estandar, para los fotopicos de 1332 Kev de Co-60, 834 Kev de Mn-54 y 122 Kev de Co-57, a fin de determinar una buena linealidad. Los parámetros de operación del sistema de detección de radiaciones γ , fueron :

Alta tensión : 4000v (funcionamiento del detector).

Amplificador : 100v ganancia gruesa ; 0,6v ganancia fina

Discriminador : 1,5v integral ; 1,5v diferencial

MCA(Memoria) : 3/4 para istópos de vida media corta.

100v ganancia gruesa ; 0,9v ganancia fina

Pendiente factor de calibración : 0,7185 Kev .

Intercepto factor de calibración : -0,7338 Kev para Hierro.

-0,3750 Kev para Vanadio.

-0,3450 Kev para Aluminio.

3.3.4. SISTEMA DE IRRADIACION :

El sistema de irradiación utilizado fue el mismo usado en la medición de la energía de los neutrones; para dos ángulos de dispersión 0° y 60° , ver figura [8].

Las condiciones de operación del generador fueron :

Fecha de irradiación : IPEN 30/03/89.

Tiempo de irradiación : 3540 s (59mi).

Alto vacío : $4,5 \times 10^{-6}$ mbar.

Gas(D⁺⁺) (100%) : 65 %

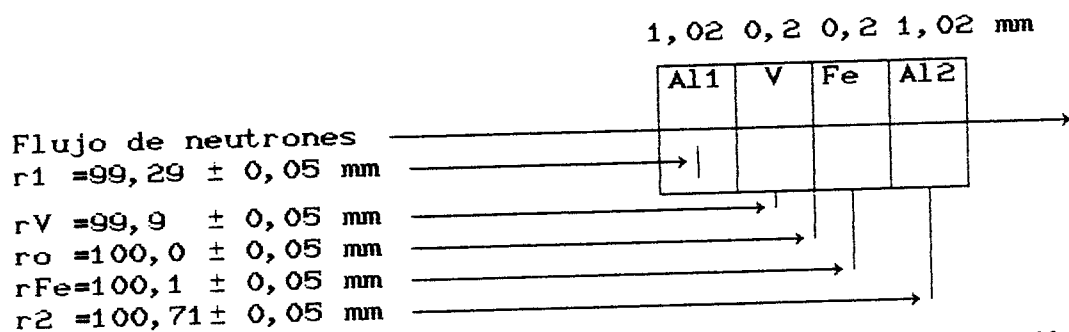
Corriente H.F (100%) : 65 %

Magneto (100%) : 65 %

Focalización (100%) : 32 %

Extracción (100%)	:	23 %
Alta tensión	:	140 Kv.
Corriente de diafragma	:	10 μ A
Corriente de blanco	:	250 μ A.
Consumo corriente G.N	:	0,4 mA.
Flujo de Neutrones	:	\approx 7000 nts/s.

La disposición geométrica usada para las hojuelas en la irradiación fue en forma de sandwich, en el orden Al₁-V-Fe-Al₂ adosados con mylar y cinta adhesiva, las distancias desde el centro del blanco hasta las hojuelas son :



Esta disposición permite hacer correcciones de flujo por atenuación geométrica y estimar los flujos relativos :

$$\phi_{Al1} / \phi_V = r_V^2 / r_1^2 \quad (29)$$

$$\phi_{Al2} / \phi_{Fe} = r_{Fe}^2 / r_2^2 \quad (30)$$

3.3.5. EVALUACION DE ACTIVIDADES :

Las actividades de los isótopos de las reacciones nucleares investigadas $Fe^{56}(n,p)Mn^{56}$, $V^{51}(n,p)Ti^{51}$ y el monitor de flujo $Al^{27}(n,p)Mg^{27}$; fueron contados en contacto con el detector HPG_e, inmediatamente después de terminada la irradiación con tres minutos y cuatro segundos de decaimiento para el Ti-51 ; el orden de medición de las actividades fue primero para los isótopos de vida media corta y luego las demás. Los fotopicos más importantes fueron analizados en el MCA y transferidos a la microcomputadora para su tratamiento.

La evaluación de las actividades de los fotopicos está basado en el método de área total, determinados mediante el programa basic STOAV-VTT (The research centre of finland).

Las correcciones de las actividades por decaimiento, conteo y las actividades específicas fueron calculadas por las expresiones (8), (9) y (10) ; cuyo resumen se muestra en la tabla [17].

Ang (θ)	Cod Hoj	t _c (s)	t _d (s)	Area Am _j Ctas/s	Activi Cor(Ac) Ctas/s	Masa (mg)	Actividad Especificas A _e (Ctas/s.mg)
0°	VAD	300	184	429±25	2,7404± 0,1592	65,2± 0,1	0,04203±0,00244
60°	VAA	300	501	234±18	2,8105± 0,2212	66,3± 0,1	0,04239±0,00334
0°	Al1	300	910	1410±38	17,0548 ±0,4655	362,1± 0,1	0,04709±0,00128
0°	Al2	600	1235	1524±42	16,1904 ±0,4500	353,4± 0,1	0,04581±0,00127
60°	Al2	600	1969	688±28	17,9119 ±0,7272	377,5± 0,1	0,04744±0,00193
60°	Al1	1200	2589	495±29	18,5584 ±1,1005	369,5± 0,1	0,05022±0,00298
0°	F _e AL	3600	3969	3228±60	1,3759 ±0,0258	128,5± 0,1	0,01071±0,00020
60°	F _e AK	5400	9523	2819±57	1,2927 ±0,0263	121,1± 0,1	0,01067±0,00022

3.3.6. ESTIMADO DE FLUJO RELATIVO :

El empleo de hojuelas de aluminio en la medición de sección eficaz ; tuvo doble propósito; para comparación y como monitor de flujos para estimar el flujo relativo en cada posición de irradiación para la reacción $Al^{27}(n,p)Mg^{27}$.

La corrección de flujo relativo (ϕ_{Al}/ϕ_v) y (ϕ_{Al}/ϕ_{Fe}) ; para las posiciones de irradiación es por atenuación geométrica deducida en las expresiones (28) y (29); por lo que se tiene:

$$\phi_{Al}/\phi_v = r^2_v/r_1^2 = 1,0123 \pm 0,0007 . \quad (31)$$

$$\phi_{Al}/\phi_{Fe} = r^2_{Fe}/r_2^2 = 0,9880 \pm 0,0006 . \quad (32)$$

RESULTADOS Y ERRORES

4.1. DETERMINACION DE LA ENERGIA DE LOS NEUTRONES :

La medición de la energía de los neutrones por el método de activación de hojuelas de Zr y Nb comprende tres etapas:

4.1.1. Determinacion de razones teóricas de secciones eficaces absolutas dadas por la expresion (21) : $R_T(E_n)$.

4.1.2. Determinacion de razones experimentales de secciones eficaces absolutas como funcion de las razones de actividades dadas por la expresion (24) : $R_{Ex}(\theta)$.

4.1.3. Para todo los valores de $R_{Ex}(\theta)$ determinados en 4.1.2 ; hallar los valores de E_n al cual $R_T(E_n) = R_{Ex}(\theta)$. Esta es la energía de los neutrones emitidos al angulo (θ) , que luego es ajustado a una función polinomial por divisiones sucesivas de Newton , ver apendice E .

4.1.1. DETERMINACION DE LAS RAZONES TEORICAS :

Las razones teóricas de secciones eficaces absolutas , para neutrones de energía comprendidas en la región de 13,43 Mev a 14,77 Mev ; son determinadas por la expresión deducida en (21).

Estas razones teóricas se determinan para valores de las secciones eficaces de Zr y Nb asumidas ; que fueron medidos experimentalmente por otros investigadores , algunos valores compilados se muestran en las tablas [18] y [19].

El valor asumido de la sección eficaz para la reacción de $Zr^{90}(n,2n)Zr^{89}$ fue : $\sigma_{Zr} = 623 \pm 19$ mb medido para neutrones de $14,09 \pm 0,10$ Mev por PRESTWOOD/24/.

El valor asumido de la sección eficaz para la reacción de $Nb^{93}(n,2n)Nb^{92m}$; fue : $\sigma_{Nb} = 453 \pm 9$ mb ; medido para neutrones de $14,10 \pm 0,10$ Mev por NETHAWAY/15/ y recomendado por CSIKAI/10/.

TABLA [18] : Secciones eficaces compilados de Zr:

Energía de neutrones (Mev)	Sección eficaz (mb)	Año medido	Referencias
13,40 ± 0,20	398 ± 12	1961	/24/
13,52 ± 0,15	457 ± 14	1961	"
13,69 ± 0,10	527 ± 16	1961	"
13,88 ± 0,10	585 ± 18	1961	"
14,01 ± 0,10	604 ± 18	1961	"
14,09 ± 0,10	* 623 ± 19	1961	"
14,31 ± 0,13	716 ± 21	1961	"
14,50 ± 0,20	759 ± 23	1961	"
14,52 ± 0,11	822 ± 24	1961	"
14,81 ± 0,31	838 ± 25	1961	"
13,57 ± 0,12	596 ± 44	1962	/25/
14,10 ± 0,20	630 ± 45	1962	"
14,20 ± 0,20	678 ± 29	1962	"
14,10 ± 0,20	544 ± 22	1965	/26/
14,40 ± 0,10	677 ± 51	1965	"
14,50 ± 0,10	768 ± 23	1965	"
14,10 ± 0,20	630 ± 45	1966	/27/
14,90 ± 0,20	790 ± 50	1966	"
14,80 ± 0,30	800 ± 60	1968	/35/
14,40 ± 0,30	768 ± 25	1970	/11/
14,50 ± 0,20	768 ± 78	1981	/30/
14,60 ± 0,20	824 ± 78	1981	"
14,60 ± 0,10	805 ± 58	1982	/20/
14,10 ± 0,10	598 ± 12	1983	/31/
14,10 ± 0,15	626 ± 21	1985	/22/
14,00 ± 0,10	630 ± 31	1987	/33/
15,00 ± 0,10	925 ± 37	1987	/33/

* $\sigma_{Zr} = 623 \pm 19$ mb ($E_n = 14,09 \pm 0,10$ Mev): sección eficaz del circonio, teórico asumido (confiable), para el presente trabajo medido por PRESTWOOD /24/.

TABLA [19] : Secciones eficaces compilados de Nb :

Energía de neutrones (Mev)	Seccion eficaz (mb)	Año medido	Referencias
14,10 ± 0,10	440 ± 28	1960	/24/
13,24 ± 0,20	428 ± 21	1962	/34/
13,46 ± 0,22	420 ± 21	1962	"
13,79 ± 0,23	428 ± 21	1962	"
14,05 ± 0,20	423 ± 22	1962	"
14,42 ± 0,26	422 ± 25	1962	"
14,71 ± 0,27	421 ± 21	1962	"
15,09 ± 0,26	420 ± 22	1962	"
14,10 ± 0,20	440 ± 38	1966	/27/
14,10 ± 0,10	* 453 ± 9	1977	/15/
14,10 ± 0,25	453 ± 14	1978	"
14,70 ± 0,12	530 ± 60	1980	/35/
14,10 ± 0,10	448 ± 9	1981	"
14,10 ± 0,11	452,5 ± 11	1982	/41/
14,10 ± 0,20	471 ± 16	1985	/36/
14,10 ± 0,10	453 ± 8	1987	/10/
13.00 ± 0,10	466 ± 23	1987	/33/
14.00 ± 0,10	480 ± 24	1987	"

* $\sigma_{Nb} = 453 \pm 9$ mb ($E_n = 14,10 \pm 0,10$ Mev) : sección eficaz del niobio, teórico asumido (confiable), para el presente trabajo medido por NETHAWAY/15/ Y recomendado por CSIKAI/10/

Los valores de las secciones eficaces compilados, fueron medidos experimentalmente por el método de activación de hojuelas con neutrones de alrededor de 14 Mev.

De las expresiones (19) y (20) ; obtenemos las razones de las secciones eficaces teóricas $[R_{Zr}(E_n)]$ y $[R_{Nb}(E_n)]$; los que se resumen en la tabla [20] .

TABLA [20] : Valores teóricos de las razones R_{Zr} y R_{Nb} entre 13,43 Mev a 14,77 Mev :

En (Mev)	R_{Zr} (En)	$R_{Nb}(En)$ *
13,43	0,6617	0,9975
13,48	0,6887	0,9976
13,52	0,7101	0,9980
13,60	0,7524	0,9985
13,68	0,7941	0,9988
13,75	0,8299	0,9990
13,85	0,8802	0,9995
13,98	0,9435	0,9997
14,1	0,9998	1,0000
14,2	1,0451	1,0003
14,3	1,0888	1,0010
14,4	1,1311	1,0005
14,54	1,1875	1,0010
14,59	1,2069	1,0009
14,66	1,2335	1,0009
14,69	1,2446	1,0012
14,75	1,2666	1,0012
14,77	1,2737	1,0011

* : Valores de $R_{Nb}(En)$ recomendados por CSIKAI/10/.

De las expresiones (19) , (20) , y de los valores de las razones teóricas dadas en la tabla [20] ; para las secciones eficaces asumidas de Zr y Nb, determinamos los valores teóricos de las secciones eficaces absolutas de σ_{Zr} y σ_{Nb} , los que se resumen en la tabla [21] .Y en la figura [11] se muestran las curvas de razones teóricas de Zr y Nb ; R_{Zr} determinado según la ecuación de WEISSKOPF, ver apéndice C y R_{Nb} dado por CSIKAI.

TABLA [21] : Valores teoricos de las secciones eficaces de Zr y Nb entre 13,43 Mev a 14,77 Mev:

En (Mev)	σ Zr (mb)	σ Nb (mb)
13,43	412,24 \pm 12,57	451,86 \pm 8,97
13,48	429,06 \pm 13,08	451,91 \pm 8,97
13,52	442,39 \pm 13,49	452,09 \pm 8,98
13,60	468,75 \pm 14,29	452,32 \pm 8,98
13,68	494,72 \pm 15,08	452,50 \pm 8,99
13,75	517,03 \pm 15,76	452,54 \pm 8,99
13,85	548,36 \pm 16,72	452,77 \pm 8,99
13,98	587,80 \pm 18,92	452,86 \pm 8,99
14,1	622,87 \pm 18,99	453,00 \pm 9,00
14,2	651,09 \pm 19,85	453,13 \pm 9,01
14,3	678,32 \pm 20,68	453,45 \pm 9,01
14,4	704,67 \pm 21,49	453,22 \pm 9,01
14,54	739,81 \pm 22,56	453,45 \pm 9,01
14,59	751,89 \pm 23,93	453,40 \pm 9,01
14,66	768,47 \pm 23,43	453,40 \pm 9,01
14,69	775,38 \pm 23,64	453,54 \pm 9,01
14,75	789,09 \pm 24,06	453,54 \pm 9,01
14,77	793,52 \pm 24,20	453,49 \pm 9,01

De la expresión (21) y de los valores teóricos obtenidos de las secciones eficaces en la tabla [21] ;determinamos la razón teórica de las secciones eficaces de Zr y Nb ;cuyos resultados se muestran en la tabla [22] ;y la curva de razones teóricas se muestra en la figura [12].

TABLA [22] : Razones teoricas de secciones eficaces : σ_{Zr}/σ_{Nb}

En [Mev]	$R_T(E_n) = [\sigma_{Zr} / \sigma_{Nb}]$
13,43	0,9123 \pm 0,0332
13,48	0,9494 \pm 0,0345
13,52	0,9785 \pm 0,0356
13,60	1,0363 \pm 0,0377
13,68	1,0933 \pm 0,0397
13,75	1,1425 \pm 0,0415
13,85	1,2111 \pm 0,0441
13,98	1,2979 \pm 0,0491
14,1	1,3749 \pm 0,0420
14,2	1,4368 \pm 0,0438
14,3	1,4959 \pm 0,0544
14,4	1,5548 \pm 0,0566
14,54	1,6315 \pm 0,0594
14,59	1,6583 \pm 0,0622
14,66	1,6949 \pm 0,0616
14,69	1,7096 \pm 0,0622
14,75	1,7398 \pm 0,0633
14,77	1,7498 \pm 0,0636

4.1.2. DETERMINACION DE RAZONES EXPERIMENTALES :

El segundo paso fue la determinación de las razones experimentales de las secciones eficaces de Zr y Nb como función de las razones de las actividades ;determinados por la expresión deducida en (24),para los valores de los factores de ésta expresión mostradas en las tablas : [5], [10], [11] y [12].

Las razones experimentales se muestran en la tabla [23] .

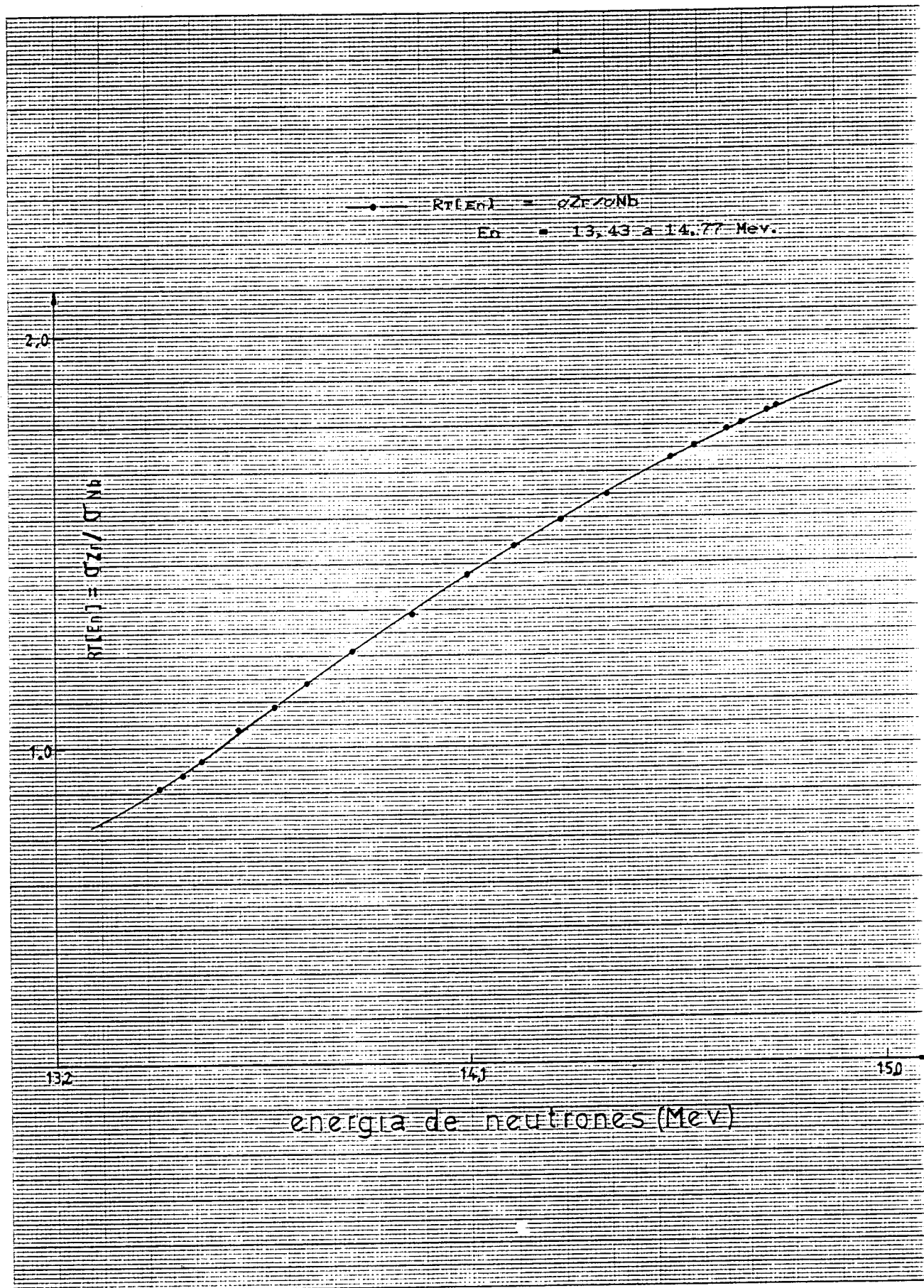


FIGURA [12] : Curva de razon teorica de secciones eficaces del Zr y Nb .

TABLA[23]: Razones experimentales de secciones eficaces σ_{Zr}/σ_{Nb}

Ang (θ)	$\left[\frac{AeZr}{AeNb} \right]$	$\left[\frac{nNb}{nZr} \right]$	$\left[\frac{\epsilon Nb}{\epsilon Zr} \right]$	$\left[\frac{\phi Nb}{\phi Zr} \right]$	$\left[\frac{fNb}{fZr} \right]$	$\left[R_{Ex}(\theta) \right]$
0°	2,66249± 0,02971	1,90642	1,04199± 0,02819	1,02696± 0,01779	0,32098	1,74342± 0,05600
30°	2,57283± 0,03199	"	"	1,01832± 0,01852	"	1,67054± 0,05828
60°	2,33263± 0,02925	"	"	1,04869± 0,01780	"	1,55975± 0,05352
70°	2,24362± 0,02829	"	"	1,01835± 0,01850	"	1,45682± 0,05090
90°	2,04773± 0,02724	"	"	1,04157± 0,01878	"	1,35995± 0,04777
125°	1,70660± 0,02253	"	"	1,05928± 0,01900	"	1,17968± 0,04121

4.1.3. COMPARACION DE $R_T [En]$ Y $R_{Ex} [\theta]$ PARA DETERMINAR $En(Ed, \theta)$:

En este paso determinamos la energía de los neutrones por comparación ó interpolación de las razones teóricas y experimentales ; precisando el ajuste de la curva por divisiones sucesivas de newton lineal y cuadrática ,ver apéndice E .

Para ello determinamos los parámetros de ajuste lineal y cuadrático ; los que resumidos en la tabla [24].

x_i	f_i	Lineal $F_1(x_0, x)$	Cuadrat $F_2(x_0, x, x_1)$
$1,1425 \pm 0,0415$	13,75	> $1,4577 \pm 0,0749$	> $0,4433 \pm 0,0377$
$1,2111 \pm 0,0441$	13,85		
$1,2979 \pm 0,0491$	13,98	> $1,5584 \pm 0,0757$	> $0,6747 \pm 0,0578$
$1,3749 \pm 0,0420$	14,1		
$1,4368 \pm 0,0438$	14,2	> $1,6920 \pm 0,0802$	> $0,6841 \pm 0,0578$
$1,4959 \pm 0,0544$	14,3		
$1,5548 \pm 0,0566$	14,4	> $1,8252 \pm 0,0939$	> $0,6231 \pm 0,0557$
$1,6315 \pm 0,0594$	14,54		
$1,6583 \pm 0,0622$	14,59	> $1,9125 \pm 0,0998$	> $0,9562 \pm 0,0857$
$1,6949 \pm 0,0616$	14,66		
$1,7398 \pm 0,0622$	14,75	> $2,0000 \pm 0,1019$	
$1,7498 \pm 0,0636$	14,77		

Según los resultados de las tablas [22] , [23] , [24] y de la ecuación de newton , los puntos ajustados son resumidos en la tabla [25] y los valores de la función polinomial de Newton se muestran en la tabla [26] y en la figura [13] se muestra la curva de razones experimental ajustada .

TABLA [25] : Factores de ajuste del polinomio de newton :

Ang	x	x_0	x_1	$(x-x_0)F_1[]$	$(x-x_0)(x-x_1)F_2[]$
0°	$1,74342 \pm 0,05599$	1,7398	1,7498	$0,00724 \pm 0,00038$	$-0,0000219 \pm 0,0000019$
30°	$1,67054 \pm 0,05820$	1,6583	1,6949	$0,02341 \pm 0,00146$	$-0,0002851 \pm 0,0000274$
60°	$1,55975 \pm 0,05352$	1,5548	1,6315	$0,00903 \pm 0,00055$	$-0,0002213 \pm 0,0000212$
70°	$1,45682 \pm 0,05090$	1,4368	1,4959	$0,03387 \pm 0,00199$	$-0,0005351 \pm 0,0000489$
90°	$1,35995 \pm 0,04777$	1,2979	1,3749	$0,09669 \pm 0,00576$	$-0,0006258 \pm 0,0000579$
125°	$1,17968 \pm 0,04121$	1,1425	1,2111	$0,05419 \pm 0,00336$	$-0,0005178 \pm 0,0000476$

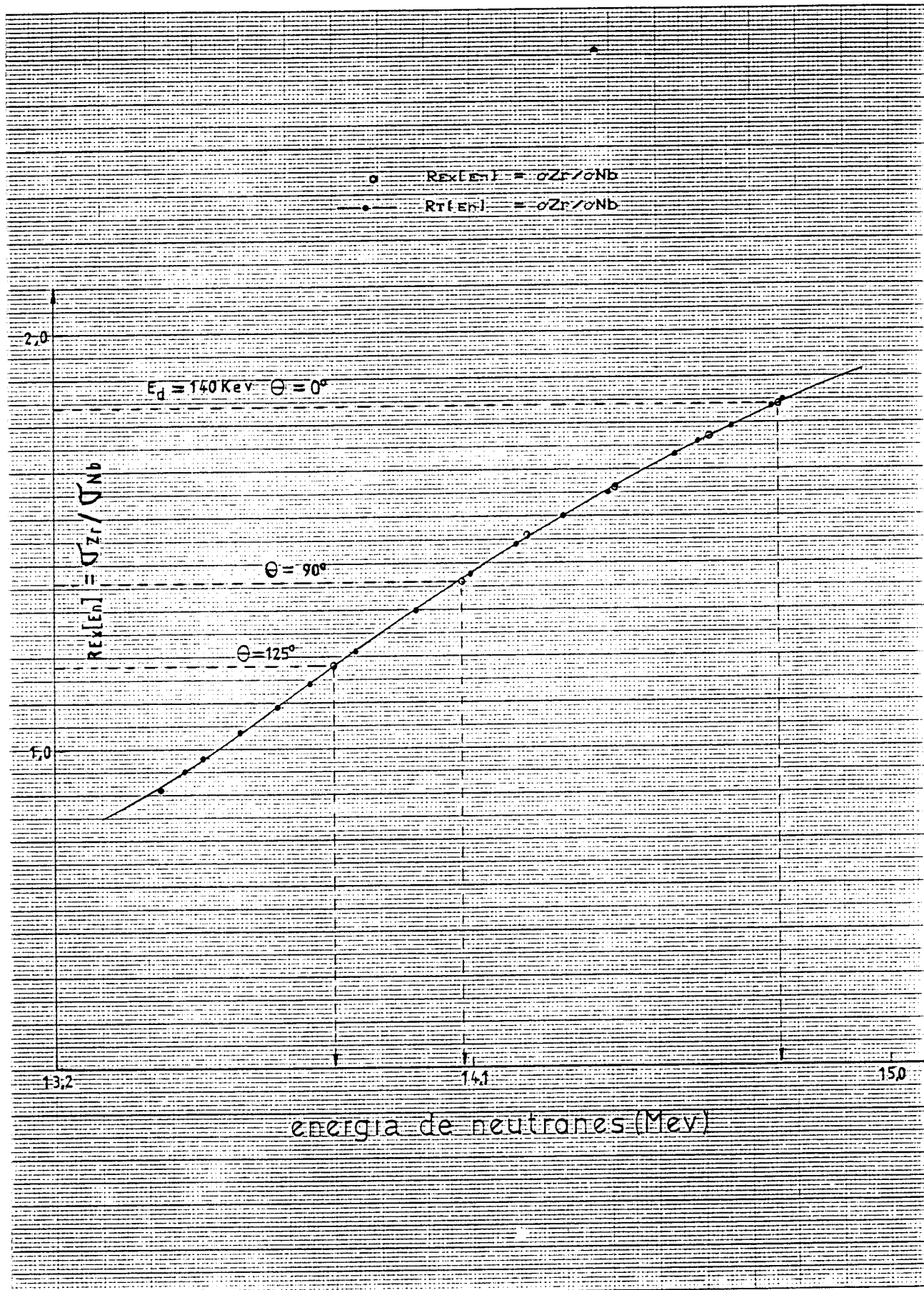


FIGURA [13] : Curva de razones experimental del Zr y Nb .

Angulo (θ)	f_0	$(x-x_0)F_1[]$	$(x-x_0)(x-x_1)F_2[]$	$= f(x) \pm \Delta x$
0°	14,75	0,00724± 0,00038	-0,0000219± 0,0000019	14,76 ± 0,13
30°	14,59	0,02341± 0,00146	-0,0002851± 0,0000274	14,61 ± 0,12
60°	14,40	0,00903± 0,00055	-0,0002211± 0,0000212	14,41 ± 0,10
70°	14,20	0,03387± 0,00199	-0,0005351± 0,0000489	14,23 ± 0,09
90°	13,98	0,09669± 0,00576	-0,0006258± 0,0000579	14,08 ± 0,08
125°	13,75	0,05419± 0,00336	-0,0005178± 0,0000476	13,80 ± 0,06

Los errores absolutos son calculados en cuadratura .

4.1.4. DISCUSION DE LOS RESULTADOS :

La energía de los neutrones y su distribución angular(θ) medidos en el presente trabajo para energía de deuterones (E_d) incidentes de 140 Kev, con una geometría de irradiación montada teniendo en cuenta una serie de posibles efectos secundarios de las colisiones de neutrones con materiales que rodean a la fuente de tritio ; que de alguna forma contribuyen a posibles reacciones de interferencia indeseables, que estan presentes en el proceso de medición de la energía de los neutrones lo cual distorsiona el valor real de la energía y su dispersión angular ; asi como el proceso de frenado de deuterones por el blanco tritiado y el intercambio atómico producido en la reacción nuclear , también contribuyen en la emisión angular de los neutrones y su valor es dependiente del tipo de blanco y de la estabilidad del blanco . Con estas consideraciones previas , de los resultados de la tabla [26] resumimos la energía de los neutrones en la tabla [27] .

TABLA[27] : Energia de los neutrones $E_n(E_d, \theta)$:

Angulo(θ)	$E_n \pm \Delta E_n$ (Mev)	Error relativo (%)
0°	14,76 \pm 0,13	0,88
30°	14,61 \pm 0,12	0,82
60°	14,41 \pm 0,10	0,69
70°	14,23 \pm 0,09	0,63
90°	14,08 \pm 0,08	0,56
125°	13,80 \pm 0,06	0,43

Teniendo en cuenta la dispersión angular de energía obtenida para blanco grueso y de las consideraciones teóricas para la distribución energética de neutrones como función de la energía de deuterones incidentes(E_d) y el ángulo de emisión(θ) para blanco grueso deducidas por Csikai en la ecuación (3) y para los coeficientes dadas en la tabla [3] ; para energías de deuterones de 50Kev,150Kev y 300Kev ,mostramos en la tabla[28] los valores de la energía medidos y calculados ;y la curva de distribución de energías versus el ángulo de emisión para los valores medidos y calculados se muestra en la figura [14].

TABLA[28] : Dispersion angular de energia de neutrones :

Angulo (θ)	E_n (Mev)	E_n (Mev)	E_n (Mev)	$E_n \pm \Delta E_n$ (Mev)
	$E_d=50\text{keV}$ E0=14,068 E1=0,4232 E2=0,00682	$E_d=150\text{Kev}$ E0=14,089 E1=0,6677 E2=0,016	$E_d=300\text{Kev}$ E0=14,108 E1=0,8000 E2=0,02374	$E_d=140\text{Kev}$ (Medidos)
0°	14,49	14,77	14,93	14,76 \pm 0,13
30°	14,44	14,68	14,81	14,61 \pm 0,12
60°	14,28	14,42	14,51	14,41 \pm 0,10
70°	14,21	14,32	14,38	14,23 \pm 0,09
90°	14,07	14,08	14,10	14,08 \pm 0,08
125°	13,83	13,71	13,65	13,80 \pm 0,06
180°	13,65	13,44	13,33	-----

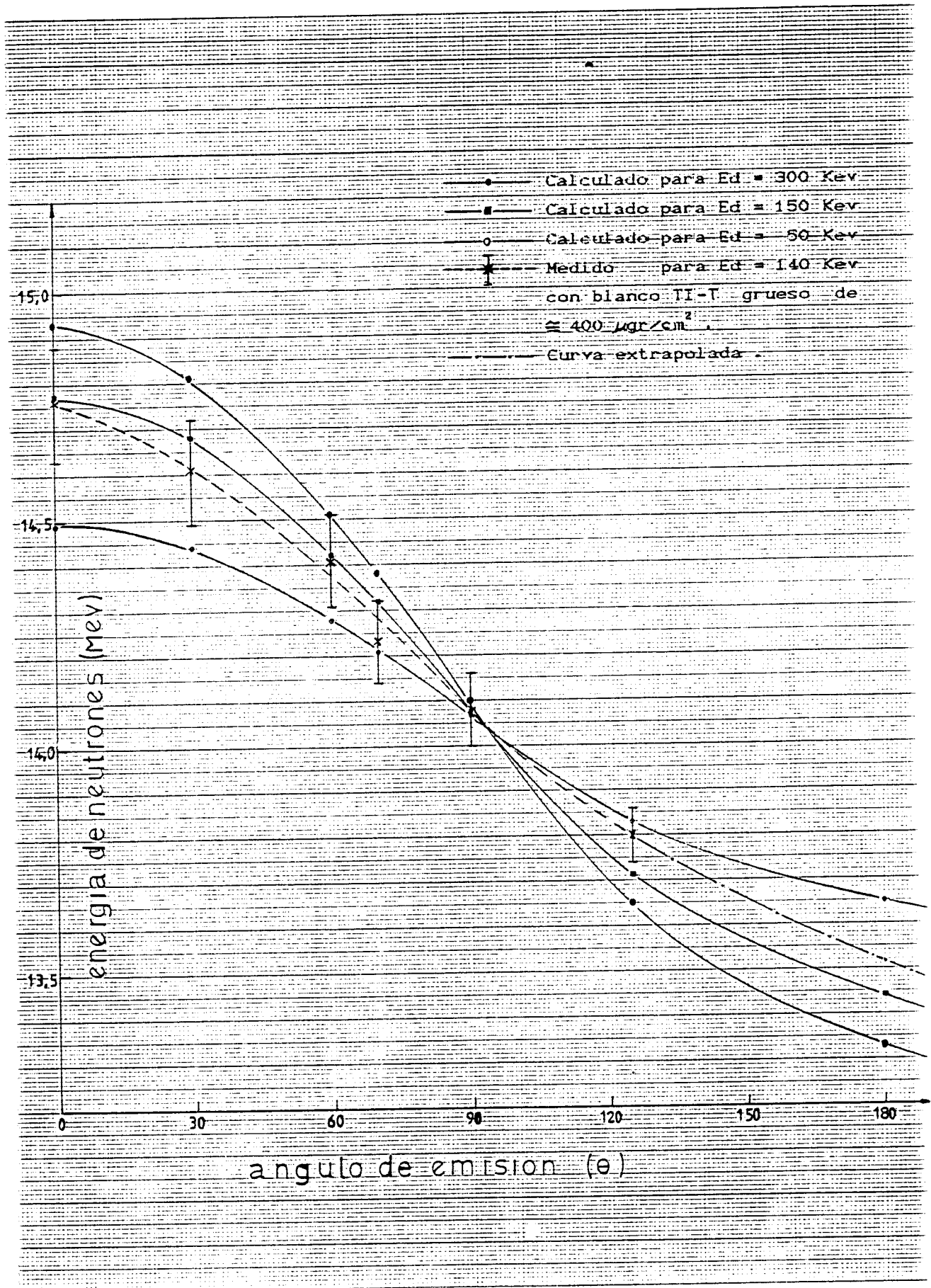


FIGURA [14] : Curva de distribución angular de neutrones .

Los principales errores en la medición de la energía de los neutrones, como función de la energía de los deuterones y del ángulo de emisión $En(E_d, \theta)$, son aleatorios y sistemáticos.

Entre los errores aleatorios consideramos las producidas en el manejo experimental de los equipos; así mismo errores del método de medición y las características del sistema de irradiación.

Entre los errores sistemáticos atribuibles en la medición son: Las constantes nucleares manejadas, posibles reacciones nucleares de interferencia, efecto de retroceso nuclear, contaminaciones superficiales de las muestras, moderación de los neutrones por los materiales que rodean al blanco, geometría de irradiación, normalización del flujo relativo, eficiencia de detección de radiaciones- γ ; etc.

Estos errores permanecen en el proceso del experimento, los que minimizamos usando instrumentos adecuadamente calibrados, para un sistema de irradiación adecuado para el experimento.

Las principales fuentes de incertidumbre atribuibles a los resultados en la medición de la energía de los neutrones se resumen en la tabla [29].

TABLA [29] : Fuentes de incertidumbre :

FUENTE	MAGNITUD (%)
Masa de las muestras	0,02
Eficiencia del detector	< 0,04
Tiempo de irradiación	< 0,01
Tiempo de contaje	< 0,01
Tiempo de decaimiento	< 0,01
Efecto de ubicación angular de muestras	< 0,01
Geometría de irradiación	< 0,02
Flujo relativo	0,09
Calibración del MCA	0,01
Atenuación y dispersión de neutrones	0,4
Datos nucleares	0,1

4.1.6. COMPARACION DE RESULTADOS CON VALORES EXPERIMENTALES:

En las tablas [29] y [30], se comparan los valores obtenidos con otros valores experimentales reportados en la literatura .

TABLA [29] : Valores experimentales de $E_n(E_d, \theta)$ [Mev] :

Ang (θ)	Z. BODY Y CSIKAI /37/	RAICS /16/		PRESENTE TRABAJO
	$E_d=175$ Kev	$E_d=175\pm 5$ Kev	$E_d=220\pm 5$ Kev	$E_d = 140$ Kev
0°	14,77 \pm 0,17	14,81 \pm 0,23	14,80 \pm 0,17	14,76 \pm 0,13
30°	14,68 \pm 0,15	14,71 \pm 0,20	14,70 \pm 0,14	14,61 \pm 0,12
60°	14,42 \pm 0,12	14,45 \pm 0,12	14,45 \pm 0,12	14,41 \pm 0,10
70°				14,23 \pm 0,09
90°	14,07 \pm 0,08	14,09 \pm 0,07	14,12 \pm 0,08	14,08 \pm 0,08
120°	13,73 \pm 0,10		13,75 \pm 0,10	
125°				13,80 \pm 0,06
150°	13,49 \pm 0,13	13,50 \pm 0,13	13,52 \pm 0,10	

Los valores de las energías reportados en la tabla [29], son valores que fueron obtenidos por el mismo método usado en el presente trabajo ; es decir para la misma geometría de irradiación , pero para un sistema de medición de actividades con detectores diferentes ; es decir, fueron usados detectores como el NaI(tl) , Ge(li) , HPGe, entre otros . Sin embargo , si comparamos los valores medidos con valores recientes reportados en la literatura /37/ y /16/, se halla una buena concordancia . Por ejemplo para dos direcciones de dispersión ($\theta = 0^\circ$ y $\theta = 90^\circ$), los errores son del orden [$\pm 0,01$ Mev i.e.r 0,06% y $\pm 0,01$ Mev i.e.r 0,07 % respectivamente , comparados con /37/], [$\pm 0,05$ Mev i.e.r 0,33% y $\pm 0,01$ Mev i.e.r 0,07% respectivamente , comparados con /16/]. Los valores medidos se encuentran dentro del margen de error experimental ; que para diferentes energías de los deuterones incidentes se puede considerar que los errores observados son indicadores de que el método aplicado es adecuado para la medición de energías de los neutrones .

TABLA [30] : Valores experimentales de $E_n(E_d, \theta)$ [MeV] :

Ang (θ)	PAVLICK Y WINKLER/18/		J. CSIKAI/10/	PRESENTE TRABAJO
	Ed=125 Kev	Ed= 210 Kev	Ed=175Kev	Ed=140 Kev
0°	14,70 ± 0,12		14,80±0,18	14,76 ± 0,13
15°	14,68 ± 0,12	14,79 ±0,23		
30°			14,70±0,15	14,61 ± 0,12
40°	14,55 ± 0,11			
60°			14,45±0,12	14,41 ± 0,10
70°				14,23 ± 0,09
75°	14,22 ± 0,07	14,27 ±0,09		
85°	14,12 ± 0,05			
90°			14,12±0,07	14,08 ± 0,08
105°	13,90 ± 0,04	13,89 ±0,06		
117°		13,75 ±0,06		
120°			13,75±0,10	
125°				13,80 ± 0,06
140°	13,59 ± 0,08			

En la tabla [30] se comparan los resultados con los valores experimentales obtenidos y reportados por otros investigadores usando la misma técnica de activación de hojuelas y la misma geometría de irradiación pero con un sistema libre de interferencias tal como se muestra en la figura [7] ; para un sistema de detección con detector de NaI(tl) . Sin embargo los valores que se muestran tienen buena concordancia , es decir si comparamos con valores reportados en la literatura /18/ y /10/; para dos direcciones de dispersión ($\theta = 0^\circ$ y $\theta = 90^\circ$) los errores son del orden de $\pm 0,06$ Mev i.e.r 0,41% , comparado con /18/ y $\pm 0,04$ Mev , i.e.r 0,27 % a 0° y $\pm 0,04$ Mev , i.e.r 0,28 % a 90° respectivamente comparados con /10/. Los valores obtenidos en la medición experimental de energías nos muestran que el error en la determinación de la energía alrededor de 14 Mev , en el rango de 13 a 15 Mev , para $E_d = 140$ Kev es de $\cong \pm 25$ Kev; que es consistente con publicaciones recientes .

4.1.7. COMPARACION DE RESULTADOS CON VALORES TEORICOS :

Luego de comparar los resultados con valores hallados experimentalmente , también se comparan con valores calculados por métodos teóricos ,los que se muestran en la tabla sgte :

TABLA[31]:Valores teóricos y experimentales de $E_n(E_d, \theta)$ [Mev]:

Ang (θ)	PAVLICK Y WINKLER MTDO DE MONTECARLO /38/ Ed=150Kev Ed=175Kev		PROGRAMA "QELL" MTDO DE PARTICULA ASOCIADA/39/ Ed=200Kev Ed=125Kev		PRESENTE TRABAJO Ed=140Kev
	0°	14,72±0,11	14,76±0,13	14,80±0,15	14,74±0,08
30°	14,63±0,10	14,67±0,12	14,70±0,13	14,65±0,08	14,61 ± 0,12
60°	14,39±0,08	14,41±0,09	14,43±0,10	14,40±0,08	14,41 ± 0,10
70°				14,30±0,08	14,23 ± 0,09
90°				14,07±0,08	14,08 ± 0,08
100°	13,95±0,05	13,95±0,05	13,94±0,06	13,97±0,08	
120°	13,74±0,06	13,73±0,06	13,72±0,07	13,76±0,08	
125°					13,80 ± 0,06
150°	13,51±0,08	13,47±0,08	13,47±0,09	13,46±0,08	

En la tabla[31],comparamos resultados obtenidos por métodos teóricos reportados en la literatura /38/ y /39/ ; en /38/ se hace uso del código PROFIL del método de monte carlo para diferentes arreglos experimentales usados en el Institut Für Radiumforschung und Kernphysik (IRK)-Vienna ; el código PROFIL está escrito en Fortran 77 y fue corrido en computadoras como la VAX 11/750 ,y en una PDP 11/34 .En /39/ se hace uso de un programa en basic -Qell-ver 11/88-qell.dat ,para el cálculo de energía en la distribución de neutrones emitidos en la reacción nuclear D+T.En ambos casos nuestros valores reportados difieren de los calculados en las direcciones de dispersión de $\theta = 0^\circ$ y $\theta = 90^\circ$ en $\pm 0,04$ Mev i.e.r 0,27% comparados con /38/ a Ed=150 .Análogamente ,se tiene $\pm 0,02$ Mev i.e.r0,13% y $\pm 0,01$ Mev i.e.r 0,07% respectivamente comparados con/39/.

Estos resultados muestran que nuestros valores obtenidos pueden ser considerados confiables para la obtención de datos nucleares con neutrones de alrededor de 14 Mev.

4.2. DETERMINACION DE LA SECCION EFICAZ DE $Mn-56$ Y $Ti-51$:

Las secciones eficaces de activación de las reacciones nucleares $Fe^{56}(n,p)Mn^{56}$ y $V^{51}(n,p)Ti^{51}$, fueron medidos relativos a la reacción nuclear estandar $Al^{27}(n,p)Mg^{27}$ ($\sigma = 68 \pm 5$ mb) /20/, a dos ángulos de dispersión $\theta = 0^\circ$ y $\theta = 60^\circ$, para neutrones de $14,76 \pm 0,13$ Mev y $14,41 \pm 0,10$ Mev de energías respectivamente ; para una geometría de irradiación que se muestra en la figura (8) y un sistema de detección con detector de germanio hiper puro-HPGe ,ver figura (5) .

Las razones de actividades se determinaron a partir de la ecuación (14), para los valores de los factores obtenidos previamente ,los que resumimos en la tabla [32] .Y los resultados de las secciones eficaces obtenidos en el presente trabajo son resumidos en la tabla [33] .

TABLA[32]: Razones de actividades de Mn^{56} y Ti^{51} relativos a Mg^{27}

Ang (θ)	Aex/AeAl	ϵ_{Al}/ϵ_x	NAl/Nx	ϕ_{Al}/ϕ_x	fAl/fx	R = σ_x / σ_s
0° Ti^{51}	0,8925 $\pm 0,0572$	0,2822 $\pm 0,0079$	1,8927 $\pm 0,0001$	1,0123 $\pm 0,0007$	0,9875 $\pm 0,0001$	0,4765 $\pm 0,0333$
0° Mn^{56}	0,2338 $\pm 0,0078$	0,7440 $\pm 0,0297$	2,2548 $\pm 0,0001$	0,9880 $\pm 0,0006$	4,2434 $\pm 0,0001$	1,6444 $\pm 0,0855$
60° Ti^{51}	0,8441 $\pm 0,0833$	0,2822 $\pm 0,0079$	1,8928 $\pm 0,0001$	1,0123 $\pm 0,0007$	0,9875 $\pm 0,0001$	0,4507 $\pm 0,0464$
60° Mn^{56}	0,2249 $\pm 0,0103$	0,7440 $\pm 0,0297$	2,2548 $\pm 0,0001$	0,9880 $\pm 0,0006$	4,2434 $\pm 0,0001$	1,5818 $\pm 0,0961$

Los errores absolutos reportados fueron calculados en cuadratura según ecuaciones deducidas ,ver apendice E.

TABLA[33] : Resultados de Secciones eficaces de activacion :

En \pm Δ En (Mev)	Angulo (θ)	Fe ⁵⁶ (n, p)Mn ⁵⁶ $\sigma \pm \Delta\sigma$ mb	V ⁵¹ (n, p)Ti ⁵¹ $\sigma \pm \Delta\sigma$ mb	Al ²⁷ (n, p)Mg ²⁷ $\sigma \pm \Delta\sigma$ mb Estandar
14,76 \pm 0,13	0°	111,8 \pm 10,0	32,4 \pm 3,3	68 \pm 5
14,41 \pm 0,10	60°	107,6 \pm 10,2	30,6 \pm 3,8	68 \pm 5

4.2.1. DISCUSION DE LOS RESULTADOS :

Los valores medidos de las secciones eficaces de las reacciones investigadas ,usando la técnica de activación , fue comparado directamente con el resultado $\sigma = 68 \pm 5$ mb para la reacción nuclear Al-27(n, p)Mg-27 ,obtenidos por /20/(1982), con neutrones de $14,6 \pm 0,30$ Mev , usando el método de activación y detector Ge(Li) ,que son recomendados como estandar para las reacciones nucleares investigadas ,cuyos productos de reacción son de vida media cortas .

En el presente trabajo se han medido secciones eficaces de las reacciones investigadas para blancos de isótopos altamente enriquecidos (>99,0%) y datos nucleares bien conocidos como la emisión de gamas energéticos,necesarios para las mediciones de secciones eficaces , y evitar resultados distorsionados que alteren los valores ,tanto por la energía de los neutrones que inciden como su dispersión ;así mismo, por la disposición geométrica de las hojuelas y el montaje en el sistema de irradiación , para neutrones dispersados en dos direcciones a 0°y 60° que fueron medidos previamente ;es decir,los resultados que se muestran en la tabla [33] , se pueden considerar consistentes con muchos resultados reportados recientemente en la literatura , para datos obtenidos con neutrones de energías en el rango de 13 a 15 Mev .

Los errores en la medición de secciones eficaces considerados en el presente trabajo son de dos tipos aleatorios y sistemáticos ; los errores aleatorios son debidas a causas diversas , originadas muchas veces en el proceso experimental y los errores sistemáticos provienen del manejo de datos nucleares ,probables reacciones de interferencia,efecto de retroceso nuclear,contaminación superficial de muestras , medición de la energía de los neutrones y su dispersión ,atenuación del flujo de neutrones por las muestras y la geometría de irradiación ; estimado de flujo relativo,eficiencia del sistema de detección moderación de neutrones por el refrigerante agua (2mm) de espesor y materiales que rodean al blanco tritiado ,tapa de la cámara de refrigeración (2mm) de aluminio ,en la dirección de $\theta = 0^\circ$, 1mm de acero y 2,7 cm de aluminio en la dirección de $\theta = 90^\circ$;etc.Los errores estimados se resumen en la tabla[34].

TABLA [34] : Fuentes de incertidumbre :

Fuente de incertidumbre	Magnitud (%)
Energía de los neutrones	1,3
Masa de las muestras	0,02
Eficiencia de detección	< 0,04
Tiempo de irradiación	< 0,01
Tiempo de contaje	< 0,01
Tiempo de decaimiento	< 0,01
Efecto de ubicación angular de las muestras	0,1
Geometría de irradiación	0,02
Flujo relativo	0,03
Sección eficaz estandar	2,0
Calibración del MCA	0,01
Atenuación y dispersión de neut.	0,4
Datos nucleares	0,01
Manejo de ecuaciones de cálculo	0,1

4.2.3. COMPARACION DE RESULTADOS CON VALORES EXPERIMENTALES :

Las secciones eficaces de activación de los isótopos Mn^{56} y Ti^{51} medidos se comparan con valores determinados por el mismo método experimental, para distintos umbrales de energía de los neutrones incidentes y con detectores Ge(Li) y/o NaI(Tl). Estos valores se resumen en las tablas [35] y [36] respectivamente.

TABLA [35]: Sección eficaz de Mn^{56} en la reacción $Fe^{56}(n, p)Mn^{56}$:

En \pm Δ En (Mev)	Año de Medición	Pte Trabajo $\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	Otros Autores $\sigma \pm \Delta\sigma$ (mb)	Referencias
14,5 \pm 0,20	1974		103 \pm 6	Ertzman /41/
14,65 \pm 0,10	1978		108,2 \pm 2,7	T. Ryves /42/
13,8 \pm 0,20	1981		111,4 \pm 3,3	Honlin /43/
14,6 \pm 0,20	1981		105 \pm 3	"
13,77 \pm 0,12	1981		100,4 \pm 8,6	F. Deak /44/
14,40 \pm 0,13	1981		101,6 \pm 9,0	"
14,7 \pm 0,30	1983		107,8 \pm 6	Winkler /31/
14,7 \pm 0,10	1984		111,0 \pm 5,5	S. Qaim /30/
14,4 \pm 0,30	1985		111,2 \pm 5,6	Evain. B. /23/
14,5 \pm 0,30	1985		110,3 \pm 6,6	"
14,6 \pm 0,30	1985		109,3 \pm 6,5	"
14,8 \pm 0,30	1985		106,3 \pm 5,8	"
13,0 \pm 0,20	1987		112,0 \pm 2,3	Handbook /33/
14,2 \pm 0,20	1987		109,0 \pm 2,2	"
14,41 \pm 0,10	1989	107,6 \pm 10,2		
14,76 \pm 0,13	1989	111,8 \pm 10,0		

En la tabla [35] observamos valores medidos recientemente de las secciones eficaces del Mn^{56} , para neutrones desde 13,0 a 14,8 Mev, todos ellos obtenidos para sistemas de irradiación fuente-muestra desde 60mm a 100mm de distancia, usando como estándar secciones eficaces bien conocidas y muestras de isótopos enriquecidos en forma de hojuelas circulares y delgadas.

Estos valores comparamos con nuestros resultados que para neutrones en la dirección de 0° (En=14,76 \pm 0,13 Mev), la sección eficaz medida es 111,8 \pm 10,0 mb, que comparando con valores

recientes reportados de $111,0 \pm 5,5$ por Qaim/33/(1984); difieren en $\pm 0,8$ mb, i.e.r 0,7% ; $106,3 \pm 5,8$ mb por Evain.B./23/(1985), difieren en $\pm 5,5$ mb, i.e.r 4,9%. Estos valores fueron medidos para neutrones de alrededor de 14,7 Mev y para neutrones en la dirección de 60° ($E_n = 14,41 \pm 0,10$ Mev), la sección eficaz medida es $107,6 \pm 10,2$ mb ; que comparados con valores recientes reportados de: $101,6 \pm 9$ mb por F.Deak/44/(1981); difieren en ± 6 mb, i.e.r 5,6%, $111,2 \pm 5$ mb por Evain.B./23/(1985), difieren en $\pm 3,6$ mb, i.e.r 3,2%; estos valores fueron medidos para neutrones con energías de alrededor de 14,40 Mev . La consistencia de los valores que son comparados me permite afirmar que el método de medición reproducen valores confiables , ya que los valores medidos se encuentran dentro de los márgenes de error experimental reportados en la literatura . Además si observamos algunos de los valores reportados en la tabla se encuentran discrepancias que se deben al manejo del método de medición; el uso de diferentes sistemas de detección y datos nucleares , entre otros .

TABLA [36]: Sección eficaz de Ti^{51} en la reacción $V^{51}(n,p)Ti^{51}$:

$E_n \pm \Delta E_n$ (Mev)	Año de Medición	Pte Trabajo $\sigma \pm \Delta \sigma$ (mb)	Otros Autores $\sigma \pm \Delta \sigma$ (mb)	Referencias
14,5 $\pm 0,20$	1962		27 ± 5	Gardner /45/
14,5 $\pm 0,30$	1974		27 $\pm 4,5$	Handbook /29/
14,9 $\pm 0,30$	1974		36 ± 3	"
14,5 $\pm 0,20$	1976		35,5 ± 4	Ertzman /41/
14,2 $\pm 0,14$	1985		32,3 $\pm 2,6$	Evain.B. /23/
14,52 $\pm 0,15$	1985		36 ± 3	"
14,7 $\pm 0,20$	1985		33 $\pm 2,6$	"
14,78 $\pm 0,20$	1985		31,0 $\pm 1,3$	"
14,7 $\pm 0,10$	1987		33 ± 3	Z. Bödy /37/
14,0 $\pm 0,20$	1987		32 $\pm 3,2$	Handbook /33/
15,0 $\pm 0,20$	1987		31 $\pm 3,1$	"
14,41 $\pm 0,10$	1989	30,6 $\pm 3,8$		
14,76 $\pm 0,13$	1989	32,4 $\pm 3,3$		

En la tabla [36], se resume los valores medidos recientemente de las secciones eficaces de Ti^{51} , que se comparan con los valores obtenidos para dos energías umbrales y dos direcciones de dispersión de los neutrones a 0° ($E_n=14,76\pm 0,13\text{Mev}$), la sección eficaz medida es $32,4 \pm 3,3\text{mb}$, que comparando con los valores reportados de $33\pm 2,6\text{mb}$ por Evain.B./23/(1985), difieren en $\pm 0,6\text{mb}$, i.e.r 1,8%; $33\pm 3\text{mb}$ por Z.Bödy/37/(1987), difieren en $\pm 0,6\text{mb}$, i.e.r 1,8%, estos valores reportados en la literatura, fueron medidos para neutrones cuyas energías son de $14,7\text{Mev}$. Para neutrones dispersados a 60° ($E_n=14,41\pm 0,10\text{Mev}$), la sección eficaz medida $30,6\pm 3,8\text{mb}$ que comparando con $32,3\pm 2,6\text{mb}$ medido por Z.Bödy/37/ (1985), difieren en $\pm 1,7\text{mb}$, i.e.r 5,6%, comparando con $36\pm 3\text{mb}$, medido por Evain.B./37/(1985), difieren en $\pm 5,4\text{mb}$, i.e.r 15%; si comparamos con $27\pm 5\text{mb}$ medido por Gardner/45/(1962), difieren en $\pm 3,6\text{mb}$, i.e.r 11,76%. Estas secciones eficaces fueron medidos para neutrones de alrededor de $14,5\text{Mev}$. Observamos que los valores medidos en el presente trabajo son consistentes con muchos de los valores reportados en la literatura, ya que los valores medidos de las secciones eficaces se encuentran dentro del margen de incertidumbre experimental. Además, si observamos los valores reportados se encuentran algunas discrepancias, que son debidas al manejo del método de medición, al empleo de sistemas de detección con detectores diferentes y al manejo de datos nucleares, etc.

4.2.4. COMPARACION DE RESULTADOS CON VALORES OBTENIDOS POR CALCULOS TEORICOS :

De los trabajos publicados en los años de 1956-1958 ; LEVKOVSKII /46/ notó que las funciones de excitación de las reacciones nucleares del tipo (n,p) y (n,α) de una serie de isótopos de un elemento decrecen como función del incremento de la masa atómica del isótopo ; los valores obtenidas por Levkovskii con su fórmula empírica describen aproximadamente las secciones eficaces; $\sigma(n,p)$ y $\sigma(n,\alpha)$ en una región de la energía de los neutrones entre 14Mev a 15Mev y para un rango de la masa atómica entre $12 \leq A \leq 150$.

La fórmula de aproximación siguiente fue publicada en 1963:

$$\sigma(n,p) = 45,2 \left[A^{1/3} + 1 \right]^2 \times e^{-33(N-Z)/A} \text{ mb} . \quad (*)$$

Posteriormente las funciones de excitación de las reacciones nucleares del tipo (n,p) desarrollado por Levkovskii fueron reparametrizados recientemente por Z. Kumabe y Fukuda/48/ ; para tres límites de masas atómicas ; mediante un ajuste por mínimos cuadrados de secciones eficaces experimentales ; ésta expresión empírica reparametrizada para la región de $40 \leq A \leq 62$ está dado por :

$$\sigma(n,p) = 21,8 [A] \cdot e^{-34(N-Z)/A} ; A = \text{Masa Atómica} \quad (**)$$

Basado en estas predicciones teóricas dados por [*] y [**]; se resumen los valores obtenidos de las secciones eficaces de hierro y vanadio en la tabla [37].

TABLA [37]: Secciones eficaces de Fe y V medidos y Teóricos :

Elemento	$\sigma(n,p)$ Experimental	$\sigma(n,p)$ Teorico
Hierro	$107,6 \pm 10,2 \text{ mb}$	$107,62 \text{ mb}$ **
A=56	$111,8 \pm 10,0 \text{ mb}$	$99,67 \text{ mb}$ *
Z=26		
Vanadio	$30,6 \pm 3,8 \text{ mb}$	$39,42 \text{ mb}$ *
A=51	$32,4 \pm 3,3 \text{ mb}$	$39,66 \text{ mb}$ **
Z=23		

En la tabla [37] podemos observar en general que nuestros valores reportados comparados con valores calculados según las expresiones (*) y (**), para el hierro los errores son del orden de 10,8% y 0,2 % respectivamente y para el vanadio los errores son del orden de 22,4% y 18,3% respectivamente, los márgenes de error no muy grandes observados entre valores medidos y calculados según las ecuaciones (*) y (**) nos indica buena consistencia de los modelos teóricos de predicción para el cálculo de secciones eficaces, para las reacciones nucleares (n,p), etc.

CAPITULO 5

CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS

Los resultados obtenidos en el presente trabajo para la medición de la energía de los neutrones en la reacción nuclear D+T y de la sección eficaz de los isótopos Mn^{56} y Ti^{51} , tienen buena consistencia con los trabajos recientes reportados en la literatura. Las siguientes son las conclusiones:

1.- La medición de la energía de los neutrones rápidos producidos en la reacción nuclear D+T, como función de la energía de los deuterones incidentes y el ángulo de dispersión, se basó en el método de comparación ó razón de actividades de hojuelas de Zr y Nb, propuestos por Lewis /19/ y Csikai /10/, para la geometría de irradiación establecida en la fig [8] y sistema de detección de actividades- γ , con detector HPGe.

La energía de los neutrones obtenidos a $E_d = 140$ Kev, como función del ángulo de emisión (θ) son resumidas en la tabla [27] y la curva de dispersión se muestra en la figura [14]. Los resultados fueron comparados con valores medidos y calculados, los que se muestran en las tablas [29], [30] y [31], respectivamente. Estos resultados son consistentes ya que para valores experimentales medidos y calculados a diversas energías de los deuterones incidentes las diferencias observadas para las energías de los neutrones dispersados, varían entre ± 20 Kev a ± 40 keV. La buena concordancia entre los valores medidos y calculados, muestra que la energía promedio de los neutrones a un ángulo dado depende principalmente del frenado de los deuterones en el blanco grueso tritiado y del ángulo sólido usado en la irradiación, además de los materiales que rodean al blanco que distorsionan considerablemente la energía de los neutrones alrededor de 90° tomados para normalización. Esta es probablemente la razón del por qué la curva de dispersión de energías se desplace para altas energías de los deuterones.

El error de este método depende del conocimiento de la función de excitación relativa $R(\theta)$ de Zr/Nb, el error de cálculo de $R(\theta)$, fue de $\cong 1,5\%$ y por tanto el error en la determinación de la energía de los neutrones alrededor de 14 Mev es de $\cong \pm 25$ Kev.

La consistencia de los valores medidos de la energía de los neutrones en el presente trabajo ,con los reportados en la literatura ; me garantiza que los valores medidos son confiables ,necesarios para la medición de secciones eficaces con neutrones rápidos alrededor de 14 Mev y nos facilita el conocimiento de los datos sobre los neutrones rápidos ;que son necesarios para los cálculos de obtención de tritio ;efectos de daños por radiación ,protección contra radiaciones ,producción de isótopos ,reacciones de fisión ;etc.

2.-Los valores medidos de las secciones eficaces de activación de las reacciones $Fe^{56}(n,p)Mn^{56}$ y $V^{51}(n,p)Ti^{51}$; para dos umbrales de energía y para dos direcciones de dispersión a 0° y 60° ; para el mismo arreglo geométrico usado en la medición de la energía de los neutrones ,fueron comparados con valores que se obtuvieron usando el mismo método de razones de actividades para reacciones estandar adecuadamente seleccionados , y con valores calculados teóricamente reportados en la literatura .

Los valores medidos de la sección eficaz de Mn^{56} y Ti^{51} ; para neutrones de $E_n = 14,76 \pm 0,13$ Mev y $E_n = 14,41 \pm 0,10$ Mev son reportados en la tabla [33] y fueron comparados con valores experimentales y teóricos reportados en las tablas [34],[35] y [36] . Los resultados reportados tienen buena consistencia ya que las diferencias relativas observadas para las secciones eficaces de Mn-56 varían entre $\cong 0,7\%$ a $6,0\%$,comparados con valores medidos recientemente ,y con valores calculados las diferencias observadas son del orden de $\cong 10,8\%$.Las grandes desviaciones observadas en algunos casos son debidas al método usado , la energía de los neutrones con que se midieron ,la disposición geométrica usada , manejo de datos nucleares , la sección eficaz estándar manejado,el sistema de detección usado y posibles errores sistemáticos no correlacionados ,etc .

Asi mismo las secciones eficaces de Ti-51 ,obtenidos son congruentes con valores medidos y calculados ; las diferencias observadas varían entre $\cong 2\%$ a 12% ,comparados con valores medidos , y con valores predichos las diferencias observadas son $\cong 18\%$ a 23% .Esta comparación arroja gruesos errores ; sin embargo ,no están tan alejados,ya que estos errores indican la buena predicción .

En términos generales los valores medidos experimentalmente son confiables ;hallándose dentro del margen de error experimental determinados por muchos investigadores .

La mayoría de datos recientes obtenidos para secciones eficaces con neutrones rápidos de alrededor de 14 Mev , están bien determinados en el intervalo de 13,5Mev a 15 Mev;para los que se usó el método de activación para reacciones umbrales , ya que la curva de sección eficaz cambia significativamente alrededor de 14 Mev ;lo cuál constituye la razón para algunas discrepancias en los datos publicados por diferentes autores .

Finalmente para las futuras mediciones de secciones eficaces se recomienda la selección de los datos de referencia estándar ,especialmente para mediciones de secciones eficaces por el método de razones de actividades ;una de las más estudiadas es la reacción estándar de Aluminio, $Al^{27}(n,\alpha)Na^{24}$; cuya sección eficaz está bien determinado para el intervalo de de energía de neutrones entre 13Mev-15Mev ,pero que requiere una larga irradiación ,a fin de poder activarlos.

Así mismo es recomendable estudiar muestras de alta pureza [$> 99,99\%$];es decir que no posean impurezas tanto isotópicas y no isotópicas,ya que éstas son indeseables porque pueden dar lugar a reacciones de interferencia que produzcan resultados erróneos .

Para la medición de secciones eficaces precisas,se requiere tener un sistema de irradiación libre de interferencias ,como el propuesto por Csikai ,refrigerado con nitrógeno líquido , a fin de evitar distorsiones en las energías de los neutrones producidos en la reacción nuclear D+T ;y utilizar muestras de alta pureza,como polvo mixto mezclado con el estándar ,con lo cual ya no se hacen correcciones por atenuación geométrica ni másica de las muestras , evitándose de esta manera posibles errores de reacciones de interferencia indeseables .

Este método ha sido ampliamente estudiado por Rao/Fink/56/, para la medición de secciones eficaces de activación con neutrones rápidos de alrededor de 14 Mev,cuyos resultados reportados son utilizados muchas veces como estándar;para la evaluación de una serie de secciones eficaces ,usando el método de activación neutrónica a 14 Mev .

- /1/ SEGRE EMILIO. Núcleos y Partículas -U. Berkeley-Calif, 1972.
- /2/ LAMARSH, J., Introduction to nuclear engineering-A. Wesley, 75
- /3/ TRAVESI, A., Análisis por activación neutrónica, Madrid, 1975.
- /4/ KAPLAN, I., Física Nuclear, Addison Wesley, Reading, Mass., 1962
- /5/ TANARRO S, A., Instrumentation nuclear-J. E. N-Madrid 1970.
- /6/ ALONSO, M., FINN, E. Física Fundamental, A. Wesley, Vol. III, 1968.
- /7/ GLASTONE, SESONE, Ingeniería de reactores nucleares-A. E. C-75
- /8/ WELLS, H. G., Estadística, teoría de errores y procesamiento de datos, Ed. do Brasil, 1961.
- /9/ METHA, M. K., Interregional project TC/INT/1/039 on "Nuclear measurement techniques" Nuclear data section division of physical and chemical sciences -IAEA-VIENNA, July, 1989.
- /10/ CSIKAI, J. Handbook on use of fast neutron generators-CRC-87
- /11/ WEN DEH LU, W., Neutron activation cross sections at 14,4 Mev Georgia institute of technology, 1970.
- /12/ KNOLL, G. F., Radiation detection and measurement, University of michigan, 1978.
- /13/ Table of Isotopes, 7th edn (LEDERER, C. M., SHIRLEY, V. S., Eds) Wiley, New York, 1978.
- /14/ WEISSKOPF, V. F., FESHBACH, H. "Final report of the fast neutron data project", Nuc. development associate-USA. EC-01/31/1951.
- /15/ NETHAWAY, D. R. The $Nb^{93}(n,2n)Nb^{92m}$ cross section -UCRL-80097 University of california, Livermore, 1977.
- /16/ RAIICS, P. Thesis, kossuth Lajos university, Debrecen. H, 1978.
- /17/ CSIKAI, J. At. Energy Rev. 113(1973)415.
- /18/ PAVLICK, A. WINKLER, G., Calculation of the energy spread and the average neutron energy of 14 Mev neutrons produced for the $T(d,n)He$ reaction in solid TiT targets -INDC, AVS-011/ IAEA, VIENNA, 1986.
- /19/ LEWIS, V., ZIEBA, K. Nuclear instrumentation method, 174(80)141
- /20/ YOSHITAKA, F., HYAKUTAKE, M., KUMABE, I., Activation cross sections of zirconium and molibdenum istopes for 14,6 Mev neutrons, Kyoto University, vol. 60, n. 2, 1982.
- /21/ WINKLER, G., RYVES, T. B., Ann. Nucl. Energy 10(1983)601.
- /22/ RYVES, T. B., "A simultaneous evaluation of some important cross sections at 14,70 Mev", Nuclear Standard Reference Data (Proc. IAEA, Vienna, 1985).
- /23/ EVAIN, B. P., SMITH, D., LUCCHESI, P., Argonne National Lab., IL,

- Rep. ANL/NDM-89,1985.
- /24/PRESTWOOD, R. J., BAYHURST, B., Physics Review 121(1961)1438.
 - /25/ABBOUD, A., DEKOWSKI, P., WILHELM, Z., Nu. physics, A139(1962)142.
 - /26/BORMAN, M., Nuclear physics, 65(1965)42.
 - /27/P. RAO and R. FINK, Physics review - 154(1967)158.
 - /28/CSIKAI, J., KAROL, Y., PETO, J., Nuclear Physics A122(1968)234.
 - /29/Handbook on nuclear activation cross sections, Technical reports series n°156, IAEA, Vienna, 1974.
 - /30/QAIM, S. C. "14 Mev neutron activation cross sections", Handbook of spectroscopy, vol. 3, CRC press, FL(1981)141.
 - /31/WINKLER, G., RYVES, T. B. Precise measurement of cross sections at 14,7 Mev, Nuclear Energy 10(1983)601.
 - /32/KATGUHE, J., KOBAYASHI, I., KIMURA, I., INDC-JPN-102, 1985.
 - /33/Handbook on nuclear activation data, Technical reports series n°273, IAEA, Vienna, 1987.
 - /34/PAULSEN, A., WIDERA, R., Nuclear Physics, A38(1962)43.
 - /35/CSIKAI, J., Nuclear Theory for Applications, IAEA-SMR 68(1980)
 - /36/STROHMAN, B., Nuclear Physics 8(1982)1283.
 - /37/BöDY, Z., CSIKAI, J. Institute of experimental physics, kossuth University, Debrecen Hungary, 1987.
 - /38/PAVLIK, A WINKLER. G. Método de Montecarlo.
 - /39/PROGRAM "QELL"(ver. 11/88), Método de partícula asociada.
 - /40/ROBERTSON, J. C., Journal Nuclear Energy 27(1973)531.
 - /41/ERDTMAN, G., Neutron activation tables, ed 1974.
 - /42/RYVES, T. B., ZIEBA, J., Cross sections measurements nuclear physics 4(1978)11.
 - /43/HONLING, L. Cross sections the 12 to 20 Mev energy region China journal physics 3(1981)289.
 - /44/DEACK, F., GUETH, NGOC, P. N., Recent investigations of nuclear reactions by 14 Mev neutrons, Department of Atomic Physics Eötvös University, Budapest Hungary, 1981.
 - /45/GARDNER, D. G., The (n,p) reaction induced by 14 Mev neutrons Physics Review 29(1962)373.
 - /46/LEVKOVSKII, V. N., Sovietic Journal Nuclear Phys. 18(1967)361.
 - /47/PEARLSTEIN, S., Nuclear science Engeniene 23(1963)305.
 - /48/KUMABE, I., FUKUDA, K., NEANDDC5/56U-45, 1978.
 - /49/Progress report, 14 Mev neutron cross sections measurement july, 1984, 85-RN/086029-A34.

APENDICES

A. -PROGRAMA BASIC -STOAV- PARA EL CALCULO DE AREAS DE
FOTOPICOS POR EL METODO DE AREA TOTAL .

GAMMAS

14-Mar-89

16:02

```

2 DIM #1,X(4096)
10 PRINT 'Este programa calcula áreas de fotopicos empleando
15 PRINT 'método área total y covell'
16 OPEN 'gammas.out' FOR OUTPUT AS FILE #2
17 PRINT #2,'                                ANALISIS DE ESPEC';
18 PRINT #2,'TROS GAMMA'
19 PRINT #2
20 PRINT #2,'*****';
21 PRINT #2,'*****';
30 PRINT #2
50 PRINT 'elemento a analizar?'\ INPUT #0,A$
55 PRINT 'codigo de muestra?'\ LINPUT #0,NAME$
60 PRINT 'numero de canales en covell?'\INPUT #0,CN
70 PRINT 'primer canal region?'\ INPUT #0,D3
80 PRINT 'ultimo canal region?'\ INPUT #0,D4
90 PRINT 'pendiente factor de calibración en energía?'\ INPUT
    #0,HK
100 PRINT 'intercepto factor de calibración en energía?'\
    INPUT #0,HI
110 PRINT 'error permitido en localización de pico(canales)?'
120 INPUT #0,VF
130 PRINT 'error permitido en area (%)?'
132 INPUT #0,VS
135 PRINT 'nombre del espectro'
136 INPUT #0,YY$
140 OPEN YY$ FOR INPUT AS FILE #1,VIRTUAL
150 PRINT #2,'ELEMENTO: ';A$
160 PRINT #2,'CODIGO DE MUESTRA: ';NAME$
170 PRINT #2,'numero de canales covell: ';CN
172 PRINT #2,'primer canal región: ';D3
174 PRINT #2,'último canal región: ',D4
180 PRINT #2,'error localización de pico: ';VP
190 PRINT #2,'error permitido en area: ';VS;%'
191 PRINT #2

```

```
192 PRINT #2,' energia      c.c      c.i      c.f      area      fondo';
193 PRINT #2,' error  fwhm      area cov.      fondo error cov.'
194 PRINT #2
195 M$=' '
255 LS=D3
260 GOSUB 1300
270 LS=LS+1
280 IF LS>=D4 GOTO 560
290 IF X(LS)>=X(LS+1) THEN 270
300 IF X(LS+1)>=X(LS+2) THEN 270
310 IF X(LS+2)<X(LS+3) THEN 270
320 IF X(LS+3)<=X(LS+4)
330 LH=LS+2\T=-1
340 GOSUB 1000
350 LV=T\T=1
360 GOSUB 1000\LO=T
370 IF LO-LV<4 THEN 375 ELSE 380
375 LS=LH\ GOTO 270
380 GOSUB 1100
390 IF LO-LV<4 THEN 395 ELSE 400
395 LS=LH\ GOTO 270
400 GOSUB 1500
410 IF VP=2 AND (E<1 OR E>5) THEN 415 ELSE 420
415 LS=LH\ GOTO 270
420 IF VP<2 AND (E<.5 OR E>2) THEN 425 ELSE 430
430 M=LV\T=-1\F=LV-3
440 GOSUB 1800
450 HX=N\B=A
460 M=LO\T=1\F=LO+3
470 GOSUB 1800
480 HY=N
490 GOSUB 1900
500 HV=0
510 IF HN>0 THEN GOSUB 1950
520 IF HV>VS OR HV<=0 THEN 525 ELSE 530
525 LS=LH\ GOTO 270
530 GOSUB 2000
```

```

540 HE=0\HN=0\HV=0\AD=0\MC=0\EC=0
550 GOTO 270
560 CLOSE #1
580 PRINT 'otro espectro? '\INPUT #0,F3$
590 IF F3$='si' THEN GOTO 30
595 PRINT #2,'*****';
596 PRINT #2,'*****';
600 GOTO 3000
700 END

1000 REM localizacion de bordes
1010 D=LH\E=LH+T*15
1020 FOR I=D TO E STEP T
1030 IF X(I)<=X(I+T) THEN T=I\I=E
1040 NEXT I
1050 IF T=1 OR T=-1 THEN T=E
1060 RETURN

1100 REM test de bordes minimos
1110 IF LO-LV<4 THEN RETURN
1120 A=(X(CLO)-X(LV))/CLO-LV\B=A*LO-X(CLO)
1130 FOR I=LV+1 TO LO-1
1140 V=A*I-B
1150 IF V>=X(I) THEN 1170
1160 NEXT I
1165 RETURN
1170 IF I<LH THEN 1175 ELSE 1180
1175 LV=LV+1\ GOTO 1190
1180 LO=LO-1
1190 IF LO-LV<4 THEN RETURN
1200 GOTO 1110

1300 REM alisado a tres puntos
1310 REM
1320 D=.25\N=X(D3+2)\M=X(D3+3)
1330 FOR I=D3+3 TO D4-1
1340 F=X(I+1)
1350 X(I)=(N+M+M+F)*D\N=M\M=F
1360 NEXT I
1370 RETURN

```

```

1500 REM ancho a medio pico
1510 D=(X(LV)+X(LO))* .5
1520 D=((X(LH)-D)/2)+D\E=0
1530 FOR I=LV TO LO
1540 IF X(I)<D AND X(I+1)>D THEN C=I+1
1550 IF X(I)>D AND X(I+1)<D THEN F=I
1560 NEXT I
1570 FOR I=C TO F-1
1572 E=E+1
1575 NEXT I
1580 IF C=0 OR F=0 THEN RETURN
1590 IF X(C)-X(C-1)=0 THEN X(C)=X(C)+1
1600 IF X(F)-X(F+1)=0 THEN X(F)=X(F)+1
1605 ON ERROR GOTO 1620
1610 E=E+(X(C)-D)/(X(C)-X(C-1))+((X(F)-D)/(X(F)-X(F+1)))
1620 E=INT(E*10*HK)/10
1630 RETURN
1800 REM linea de fondo a ambos lados
1810 N=SQR(X(M))\D=M
1820 D=D+T
1830 IF ABS(X(M)-X(D))>3*N OR D=F+T THEN 1835 ELSE 1840
1835 D=D-T\ GOTO 1850
1840 GOTO 1820
1850 N=0\ FOR I=M TO D STEP T\N=N+X(I)\ NEXT I
1860 C=ABSCD-MD+1
1870 A=SOR(N)/C\N=N/C\ RETURN
1900 REM calculo de area
1910 HT=(LO-LV-1)*(HX+HY)/2\HN=-HT
1920 FOR I=LV+1 TO LO-1
1930 HN=HN+X(I)
NEXT I\ RETURN
1950 HV=SQR((HN+HT)+(LO-LV-1)^2*(A^2+B^2)/4)
1960 HV=INT(100*(HV*100/HN))/100
1970 RETURN
2000 REM exacta posicion de pico
2010 HR=LH+(X(LH+1)-X(LH-1))/(2*(2*X(LH)-X(LH+1)-X(LH-1)))
2020 HE=INT(10*(HI+HK*HR))/10

```

```

2025 IF(LH-LV)>=4 AND (LO-LH)>=4 THEN GOTO 2030 ELSE GOTO 2110
2030 AC=0
2040 FOR I=(LH-CN) TO (LH+CN)
2050 AC=AC+X(I)
2060 NEXT I
2070 MC=(X(LH-4)+X(LH+4))*CN+.5)
2080 AD=AC-MC
2090 EC=SQR(AD+(CN-.5)*MC)
2100 EC=INT(100*(EC*100/AD))/100
2110 HHH$='      ###. #      ###:   ###: '
2111 HHH$=HHH$+'####      #####      #####      ##. ##      #. #'
2112 HHH$=HHH$+'      #####      #####      #####      ##. ##'
2120 PRINT #2 USING HHH$,HE,LH,LV,LO,HN,HT,HV,E,AD,MC,EC
2130 RETURN
3000 PRINT 'done'\END
Ready

```

B. -PROGRAMA BASIC -STPROC-DE AJUSTE DE CURVAS POR MINIMOS
CUADRADOS DE UNA FUNCION POLINOMIAL DE GRADO: N=2.....a 10

STPINP

27-Jan-89

14:13

```

1 REM.....program :input for stproc: stpinp
2 PROGRAM STPINP(X(),Y(),W(),A(),I1(),I2(),MEC(),FILE$)
5 DIM XSC(99),YSC(99)
15 CLEAR \SET ITALICS 0\SET VIEWPORT 0,1,0,..625\ SET COLOR 7
20 SET WINDOW 0,200,0,125\SET LINE STYLE 1\ SET WRITING MODE 2
25 GOSUB 2670
26 PRINT 'Wich function do you wish to fit?'
27 PRINT 'Give the number of one of the following:'
28 PRINT '0: leave this program'
29 PRINT '1:  $a(0)*\exp(-a(1)*x)+a(2)$ '
30 PRINT '2: interval distribution (Mogilner)'
31 PRINT '3: interval distribution (Pal)'
32 PRINT '4: Gaussian distribution '
33 PRINT '5:  $1+a(0)*(1-(1-\exp(-a(1)*x))/x/a(1))$ (Feynman-alpha)'
34 PRINT '6:  $a(0)+a(1)*x +a(2)*x^2+...$ (polinom,degree max.10)'
35 PRINT '7:  $a(0)*\cos(a(1)*(x-a(2)))$ '
36 PRINT '8:  $a(0)/(a(1)+(2*pi*x)^2)+a(2)$  ....(noise spectrum)'
37 PRINT '9: orthogonal polinomials'
38 PRINT '10:  $a(0)*Jo(a(1)*x)$  - Bessel'
39 PRINT '11:  $\exp(-(x-a(0))^2/2/a(1)^2)/a(1)/2*pi$ '
50 INPUT MODE\IF MODE>0 THEN GOTO 55
51 CHAIN 'stprog'
55 IF MODE <12 THEN GOTO 61
60 PRINT 'Wrong function number.Give another one'\ GOTO 50
61 FOR I=1 TO MODE\ READ NN\ NEXT I\ RESTORE\ N1=NN
62 EP1=.0001
65 ON MODE GOTO 90,90,90,90,90,67,90,90,67,90,90
67 PRINT 'Degree of the polinom'\ INPUT NN\N1=NN
68 IF NN<0 OR NN>10 THEN GOTO 67 ELSE GOTO 90
90 GOSUB 2670\ PRINT 'Do you want initial value estimates
by the program?
91 PRINT 'If yes ,enter y,else enter n'
92 CALL INKEY (X$)
93 IF LEN(X$)=0 THEN GOTO 92
95 IF X$='Y' THEN INIT=1 ELSE INIT=0

```

```

100 PRINT 'Where do you enter the data from?'
101 PRINT 'If from a PIC***** file,enter 0,if from keyboard
      enter 1'
105 CALL INKEY (X$)
106 IF LENC(X$)=0 THEN GOTO 105
107 IF X$='0' THEN GOTO 144
108 PRINT 'Enter an identifier for this case'\LINPUT FILE$
110 PRINT 'The number of points';\INPUT N
111 IF N<1 OR N>100 THE GOTO 113 ELSE N=N-1
112 GOSUB 2670\ GOSUB 2701\ GOTO 120
113 PRINT 'Wrong number of points.Give it again'\GOTO 110
120 IF MW=3 THEN GOTO 130
122 PRINT 'Enter your data as x1,y1,x2,y2,...'
124 FOR I=0 TO N
126 ON ERROR GOTO 6000
127 INPUT DI,FI\X(I)=DI\Y(I)=FI
128 NEXT I\GOTO 160
130 PRINT 'Enter your data as x1,y1,error1,x2,y2,error2,...'
132 FOR I=0 TO N
134 ON ERROR GOTO 6000
135 INPUT DI,FI,DIF\X(I)=DI\Y(I)=FI\W(I)=DIF
136 NEXT I\ GOTO 160
144 PRINT 'File name: ';\ INPUT #0,FILE$
145 PRINT \ PRINT 'data transfer'\PRINT
146 OPEN FILE$ FOR INPUT AS FILE #1
147 INPUT #1,FI\ INPUT #1 EPS\INPUT #1,N\INPUT #1,Y1\INPUT #1,
      Y1\N=N-1
148 FOR I=0 TO N\ INPUT #1,Y(I)\X(I)=FI+I*EPS\ NEXT I
149 IF MODE<2 OR MODE>3 THEN GOTO 154 ELSE FOR I=1 TO 6\ INPUT
      #1,X$\ NEXT I
150 INPUT #1,NC\Y2=NC\FI=NC*EPS\U=EPS/2\FOR I=0 TO N-1
151 Y1=Y2\Y2=Y(I)=(Y1-Y2)/FI\X(I)=X(I)+U\ NEXT I\N=N-1
154 PRINT 'file',TAB(7),FILE$,'read in '\PRINT \CLOSE #1
156 GOSUB 2701\ IF MW <>3 THEN GOTO 160
158 GOSUB 2710\ GOTO 156
160 K=0\ FOR I=0 TO N\ON MW GOTO 162,164,166,168,164,164

```



```

162 W(CI)=Y(CI)\ GOTO 170
164 W(CI)=1\GOTO 170
166 W(CI)=W(CI)*W(CI)\GOTO 170
168 W(CI)=Y(CI)*Y(CI)\GOTO 170
170 IF W(CI)>0 THEN GOTO 172
171 PRINT 'inacceptable weighting for point';X(CI),Y(CI),W(CI)\K=1
172 NEXT I\ IF K=0 THEN GOTO 180
174 PRINT 'This case is deleted for inacceptable weighting'
175 PRINT 'For continue press any key'
178 CALL INKEY (X$)\ IF LEN(X$)>0 GOTO 15 ELSE GOTO 178
180 GOSUB 2670\ PRINT 'Do you want a point drop analysis?'
181 PRINT 'If yes,enter y,else n'
182 CALL INKEY (X$)
183 IF LEN (X$)=0 THEN GOTO 182
185 NSTEP=0\I1(C)=0\I2(C)=N\ IF X$<>'Y' THEN GOTO 200
186 PRINT 'number of steps';\ INPUT NSTEP\ IF NSTEP>0 AND
    NSTEP<21 THEN GOTO 190
187 PRINT 'Inacceptable number'\GOTO 186
190 NSTEP=NSTEP-1\ FOR I=0 TO NSTEP\ PRINT 'Limits';
195 INPUT J,K\I1(C)=J\I2(C)=K
196 IF I2(C)>I1(C)+N AND I1(C)>=0 AND I2(C)<=N THEN GOTO 198
197 PRINT 'Inacceptable,try again'\GOTO 195
198 NEXT I
200 IF INIT =1 THEN GOTO 500
210 PRINT 'Give initial value estimates'
212 FOR I=0 TO N1\ PRINT 'for a(';
214 PRINT USING '##',I;\ PRINT ')';\INPUT A(C)\ NEXT I
220 GOTO 2000
350 PRINT\ PRINT 'Initial values estimated:'\ for I=0 to N1
360 PRINT 'for a('; \ PRINT USING '##',I;\PRINT ')=';\PRINT
    A(C)\ NEXT I
370 GOTO 1000
400 X1=0\X2=0\Y1=0\Y2=0\ FOR I=0 TO NS-1\X1=X1+XSC(I)\X2=X2+
    XSC(I)*XSC(I)
410 Y1=Y1+YSC(I)\Y2=Y2+XSC(I)*YSC(I)\ NEXT I
420 A2=NS*X2-X1*X1\A1=(Y1*X2-Y2*X1)/A2
430 A2=(NS*Y2-X1*Y1)/A2\RETURN

```

```

480 PRINT 'Estimation of initial values was not succesful.'
485 PRINT 'Try to enter your estimates .' \ GOTO 212
490 PRINT 'Estimation of initial values not elaborated for
      this function .'
495 GOTO 210
500 PRINT \ PRINT 'Estimation of initial values is goin on.'
      \PRINT
501 ON MODE GOTO 510,760,760,840,600,650,660,720,650,660,490
510 AC(2)=0\FOR I=I2(0)-4 TO I2(0)\AC(2)+Y(I)\NEXT I\AC(2)=AC(2)/5
520 NS=0\FOR I=I1(0) TO I2(0)\Y1=Y(I)-AC(2)
530 IF Y1<=0 THEN GOTO 540 ELSE XSC(NS)=X(I)\YSC(NS)=LOG(Y1)\
      NS=NS+1\ NEXT I
540 IF NS<2 THEN GOTO 480 ELSE GOSUB 400
550 AC(0)=EXP(A1)\AC(1)=-A2\ GOTO 350
560 NS=0\FOR I=I1(0) TO I2(0)\Y1=Y(I)-AC(2)*EXP(-AC(2)*X(I))
570 IF Y1<=0 THEN GOTO 380 ELSE XSC(NS)=X(I)\YSC(NS)=LOG(Y1)\NS=
      NS+1\ NEXT I
580 IF NS<2 THEN GOTO 480 ELSE GOSUB 400
590 AC(0)=EXP(A1)\AC(1)=A2-AC(2)\ \AC(1)=-ABS(AC(1))\GOTO 350
600 A1=0\NS=0\I=I1(0)\AC(0)=Y(I)\AC(1)=X(I)\FOR I=I1(0) TO I2(0)
610 IF AC(0)>=Y(I) THEN GOTO 620 ELSE AC(0)=Y(I)\AC(1)=X(I)
620 XSC(NS)=X(I)\YSC(NS)=(Y(I)-1)/X(I)\NS=NS+1\NEXT I
625 IF NS<2 THEN GOTO 480 ELSE GOSUB 400\A1=2*A1\A2=AC(0)-1\
      Y2=AC(1)
630 AC(1)=A1/A2\AC(0)=A2/(1-1/AC(1)/Y2)\AC(1)=A1/AC(0)
640 IF AC(0)<=0 OR AC(1)<0 THEN GOTO 480 ELSE GOTO 350
650 FOR I=0 TO NN\AC(I)=1\NEXT I\GOTO 350
660 I=I1(0)\NS=0\AC(0)=Y(I)\AC(2)=X(I)\FOR I=I1(0) TO I2(0)
670 IF AC(0)>Y(I) THEN GOTO 675 ELSE AC(0)=Y(I)\AC(2)=X(I)
675 NEXT I\ IF MODE =10 THEN GOTO 840
680 FOR I=I1(0) TO I2(0)\Y2=Y(I)/AC(0)*.9999\Y2=SQR(1-Y2*Y2)/Y2
690 Y2=ATN(Y2)\ IF X(I)=AC(2) THEN GOTO 695 ELSE
      AC(1)=AC(1)+Y2/ABS(X(I)-AC(2))
692 NS=NS+1
695 NEXT I
700 IF NS<2 THEN GOTO 480 ELSE AC(1)=AC(1)/NS
710 GOTO 350

```

```

720 AC2)=0\FOR I=I2(C)-4 TO I2(C)\AC2)=AC2)+Y(I)\NEXT I\
    AC2)=AC2)/5
730 Y2=Y(I1(C))-AC2)\Y1=X(I1(C))\NS=0
735 FOR I=I1(C) TO I2(C)\A1=Y(I)-AC2)\IF A1<=0 THEN GOTO 750
740 X1=A1\X2=X(I)\NS=NS+1\IF Y2>A1 THEN GOTO 745 ELSE
    Y2=A1\Y1=X(I)
745 NEXT I
750 IF NS<2 THEN GOTO 480 ELSE AC0)=39.5*(Y1*Y1-X2*X2)/
    (1/Y2-1/X1)
755 AC0)=ABS(AC0))\AC1)=AC0)/Y2-39.5*Y1*Y1\AC1)=ABS(AC1))\
    GOTO 350
760 IF NN=N1 THEN GOTO 761 ELSE PRINT 'a(3)'\INPUT AC3)
761 AC2)=0\FOR I=I2(C)-9 TO I2(C)\AC2)=AC2)+Y(I)\NEXT I\
    AC2)=AC2)/10
762 NS=0\FOR I=I1(C) TO I1(C)+9\IF Y(I)<=AC2) THEN GOTO 770
765 X(NS)=X(I)\Y(NS)=LOG(Y(I))\NS=NS+1
770 NEXT I\IF NS<2 THEN GOTO 480 ELSE GOSUB 400
780 IF NN=N1 THEN AC3)=EXP(A1)\A1=-A2 -AC3)
785 IF A1<0 THEN GOTO 480 ELSE AC1)=2*A1
790 NS=0\FOR I=I1(C) TO I2(C)\J=I2(C)-I\IF Y(J)<=AC2)
    THEN GOTO 800
795 X(NS)=X(J)\Y(NS)=LOG(Y(J)-AC2))\NS=NS+1\IF NS>10
    THEN GOTO 805
800 NEXT I\IF NS<2 THEN GOTO 480
805 GOSUB 400 \IF A2>0 THEN GOTO 480 ELSE A2=-A2/AC3)
810 IF A2>=1 THEN GOTO 480 ELSE IF MODE=3 THEN GOTO 830
    ELSE A1=2*(1-A2)
815 FOR I =1 TO 5\A1=LOG(1+A1)/A2\nEXT I \AC0)=A1
820 AC1)=AC1)/AC0)\GOTO 350
830 A2=2/A2-1\AC0)=(A2*A2-1)/2\GOTO 620
840 NS=0\FOR I=I1(C) TO I2(C)\IF Y(I)<=0 OR X(I)<=0
    THEN GOTO 850
845 Y(NS)=LOG(Y(I))- .5*LOG(X(I))\X(NS)=X(I)\NS=NS+1
850 NEXT I \IF NS<4 THEN GOTO 480 ELSE NS=NS-1\AC0)=YSC0)\
    AC1)=XSC0)
855 FOR I=1 TO NS\IF AC0)>YSC(I) THEN GOTO 860 ELSE
    AC0)=YSC(I)\AC1)=XSC(I)

```

```

860 NEXT I\FOR I=0 TO NS\Y1=XSCID-AC1)\XSCID=Y1*Y1/XSCID\NEXTI
865 NS=NS+1\GOSUB 400\ IF A2>=0 THEN GOTO 480 ELSE A2=-A2
866 AC(2)=4*A2*AC(1)\AC(0)=EXP(A1-.5*LOG(A2/PI))\GOTO 350
1000 ME(0)=MODE\ME(1)=EP1\ME(2)=NN\ME(3)=N\ME(4)=MW\ME(5)=
      NSTEP\ME(6)=N1
1005 PRINT\ PRINT 'Program chaining...'\PRINT
1010 CHAIN 'Stproc'WITH XC(),YC(),WC(),AC(),I1(),I2(),ME(),FILES$
      LINE 40
2670 CLEAR \ SET FILLY 110\PLOT (0,125),(200,125)\SET FILL OFF
2680 SET POSITION (60,115)\SET CHARACTER ZIZE 5,9
2690 GRAPHIC PRINT 'SPECTRUM PROCESSING'
2700 FOR KK=1 TO 5\PRINT \NEXT KK\RETURN
2701 PRINT 'Weighting options: 1:Poissonian error
2702 PRINT '                               2:Constant error
2704 PRINT '                               3:Variable error(to be given in
                                     input)
2706 PRINT '                               4:Constant relative error'
2707 PRINT '                               5:Poissonian error(maximum
                                     likelihood)
2708 PRINT '                               6:f*f(maximum likelihood for
                                     chi-sq)
2709 PRINT 'Which one do you choose';\INPUT MW
2710 IF MW>0 AND MW<7 THEN RETURN
2712 PRINT 'Inacceptable data'\ GOTO 2706
5000 DATA 2,3,3,2,1,0,2,2,0,1,1
6000 IF ERR=26 THEN STOP ELSE IF ERR=52 THEN GOTO 6020
6010 PRINT 'error',ERR\ STOP
6020 IF MW=3 THEN GOTO 135 ELSE GOTO 127
Ready

```

c. -PROGRAMA BASIC -RAZON-PARA EL CALCULO DE RAZONES POR EL
METODO DE APROXIMACION DE WEISSKOPF.

RAZON

24-Jan-89

11:26

10 REM calculo de razones de secciones eficaces vs energia
de neutrones

20 OPEN 'razon.dat' FOR OUTPUT AS FILE #1

24 A\$="Energia" B\$="Razones"

27 PRINT #1, A\$, B\$

60 INPUT I

70 FOR I=12.5 TO 15.6 STEP .1

80 E=I-11.86

90 REM I=energia de neutrones

100 R=(1-(1+E/1.3)*EXP(-E/1.3))/.514

110 PRINT #1, I, R

120 NEXT I

125 CLOSE #1

130 END

Ready

D. -FUENTES RADIATIVAS PUNTUALES ESTANDAR RECOMENDADAS Y
CERTIFICADAS POR LA -IAEA-VIENA.

INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY
 Division of Research and Laboratories
 Laboratory
 Electronics and Measurement Section

Vienna, 1981-05-18

SET OF 8 CALIBRATED GAMMA-EMITTING SOURCES
 (EMS-A1)

C E R T I F I C A T E

(A) Activities

The 8 sources constituting the

SET No.: .111....

have the activities stated in the table below within the uncertainty limits there quoted.

The reference time is

1 January 1981, 00.00 Universal time

Nuclide	Activity kBq	Statistical error % +)	Systematic error %	Rounded overall uncertainty of the activity % ++)
²⁴¹ Am	302.8	± 0.3	± 1.00	± 1.5
⁵⁷ Co	1335	± 0.3	± 0.5	± 1.0
²² Na	369.6	± 0.08	± 0.55	± 1.0
¹³⁷ Cs	452.1	± 0.07	± 0.5	± 1.0
⁵⁴ Mn	472.3	± 0.1	± 0.45	± 1.0
⁶⁰ Co	367.0	± 0.05	± 0.4	± 1.0
¹³³ Ba	346.3	± 0.06	± 1.1	± 1.5
¹⁵² Eu	355.7	± 0.05	± 1.55	± 2.0

+) Confidence level: 99%

++) (Rounded) sum of statistical and systematic errors.

RECOMMENDED NUCLEAR DATA

(IAEA-Vienna, Nuclear Data Section)

Radio-nuclide	Half-life [d]	Photon energy [keV]	Percentage per disintegration
^{241}Am	$(1.580 \pm 0.002) \cdot 10^5$ (2)	59.537 ± 0.001	36.0 ± 0.3 (1)
^{57}Co	271.77 ± 0.05 (3)	122.063 ± 0.003	85.59 ± 0.19 (1)
		136.476 ± 0.003	10.58 ± 0.08 (1)
^{22}Na	950.34 ± 0.13 (3)	511.006 ± 0.002	+) (1)
		1274.540 ± 0.020	99.94 ± 0.02 (1)
^{137}Cs	11009 ± 11 (3)	661.645 ± 0.009	84.6 ± 0.5 (1)
^{54}Mn	312.5 ± 0.5 (1)	834.827 ± 0.021	99.9760 ± 0.0002 (1)
^{60}Co	1925.2 ± 0.4 (3)	1173.238 ± 0.004	99.87 ± 0.06 (4)
		1332.501 ± 0.005	99.980 ± 0.009 (4)
^{133}Ba	3848.0 ± 1.1 (3)	53.155 ± 0.016	2.20 ± 0.04 (1)
		79.621 ± 0.011	2.61 ± 0.07 (1)
		80.997 ± 0.005	34.0 ± 0.8 (1)
		276.397 ± 0.012	7.10 ± 0.10 (1)
		302.851 ± 0.015	18.33 ± 0.22 (1)
		356.005 ± 0.017	62.3 ± 0.7 (1)
		383.851 ± 0.015	8.92 ± 0.09 (1)
^{152}Eu	4931 ± 15 (1)	121.779 ± 0.003	28.37 ± 0.24 (1)
		244.693 ± 0.005	7.51 ± 0.06 (1)
		344.272 ± 0.007	26.58 ± 0.18 (1)
		411.111 ± 0.011	2.234 ± 0.013 (1)
		443.979 ± 0.010	3.121 ± 0.018 (1)
		778.890 ± 0.016	12.96 ± 0.07 (1)
		867.38 ± 0.03	4.16 ± 0.06 (4)
		964.05 ± 0.03	14.62 ± 0.06 (1)
		1085.83 ± 0.03	10.16 ± 0.05 (1)
		1112.08 ± 0.04	13.56 ± 0.06 (1)
	1408.03 ± 0.03	20.58 ± 0.09 (1)	

+) not recommended for calibration

References

- (1) "Radioaktive Standardsubstanzen PTS" (Stand 1.3.1980 und 1.7.1980)
- (2) A. Lorenz, INDC (NDS)-108/N, "Proposed Recommended List of Transactinium Isotope Decay Data", Part I, Half-lives Sep. 1979.
- (3) H. Houtermans, "Half-lives of 35 Radionuclides", International Journal of Applied Radiation and Isotopes Vol 31, pp 153-154
- (4) M. Despres, J. Morel, G. Malet, "Etudes du spectre du Pu-239, mesure des énergies et des intensités absolues des raies gamma", Note technique LMRI 79/63 (Décembre 1980)

E. -ECUACIONES MATEMATICAS PARA EL CALCULO DE ERRORES Y AJUSTE
POLINOMIAL POR DIVISIONES SUCCESIVAS DE NEWTON .

1. -PROPAGACION DE ERRORES :

Consideremos una función matemática $f = f(x,y)$; que depende de las dos variables $(x),(y)$; que pueden ser medidos directamente. Los errores cometidos en las medidas de (x) é (y) influirá en el valor de (f) ; es decir la función se expresará como :

$$f \pm \delta f = f(x \pm \delta x, y \pm \delta y) \quad (1)$$

Del cálculo diferencial se sabe que una diferencial total de una función (f) que depende de dos variables; permite una buena aproximación del incremento total de la función , para los incrementos pequeños de las variables.

De la ecuación (1) y del cálculo diferencial tenemos:

$$df = \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)\delta x + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)\delta y \quad (2)$$

Donde :

- df : Desviación de la función (f) .
- δx : Desviación de la variable (x) .
- δy : Desviación de la variable (y) .

La expresión (2) es una primera aproximación de error es utilizado solamente cuando el experimentador desea tener unos simples estimados de error .

Pero si se desea tener un menor error posible en determinar (f) ; se tiene que hacer el ajuste por mínimos cuadrados a la expresión (2); del siguiente modo:

$$\langle df \rangle^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 \langle \delta x \rangle^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 \langle \delta y \rangle^2 + 2\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)\langle \delta x \delta y \rangle \quad (3)$$

Luego el valor promedio de la relación (3) es :

$$\langle df \rangle^2 = \left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 \langle \delta x \rangle^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 \langle \delta y \rangle^2 + 2\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)\langle \delta x \delta y \rangle \quad (4)$$

El término mixto $\langle \delta x \delta y \rangle = 0$ ya que x e y son variables independientes ; luego de (4) , en términos simplificados :

$$\delta f = \pm \left[\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 \langle \delta x \rangle^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 \langle \delta y \rangle^2 \right]^{1/2} \quad (5)$$

La expresión (5) podemos generalizar para una función(f) ; que dependa de (n) variables independientes ,ya sea como una suma ó diferencia, producto ó división :

$$f = f (x,y,z,\dots, n_1,\dots,n)$$

$$\delta f = \pm \left[\sum_{i=1}^n (\partial f / \partial n_i)^2 (\delta n_i)^2 \right]^{1/2} \quad (6)$$

Donde : $\delta n_i = \left[\sum_{j=1}^n (\delta n_j)^2 / n-1 \right]^{1/2}$, n : número de medidas de(n_i)

La expresión (6) determina el error absoluto en cuadratura Algunos errores típicos de funciones que dependen de una ó más variables podemos resumir :

$$\text{Si } f = f(x,y) = x \pm y \longrightarrow \delta f = \pm (\delta x^2 + \delta y^2)^{1/2} \quad (7)$$

$$\text{Si } f = a+bx+cy+cz+\dots \longrightarrow \delta f = \pm (b^2 \delta x^2 + c^2 \delta y^2 \dots)^{1/2} \quad (8)$$

$$\text{Si } f = xy \longrightarrow \delta f = \pm f \cdot (\delta x^2 + \delta y^2)^{1/2} \quad (9)$$

$$\text{Si } f = ax, a=\text{cte} \longrightarrow \delta f = \pm a \cdot \delta x \quad (10)$$

$$\text{Si } f = x/y \longrightarrow \delta f = \pm f \cdot (\delta x^2 + \delta y^2)^{1/2} \quad (11)$$

$$\text{Si } f = x/a, a=\text{cte.} \longrightarrow \delta f = \pm \delta x/a \quad (12)$$

$$\text{Si } f = x^n \longrightarrow \delta f = \pm n \delta x/x \cdot f \quad (13)$$

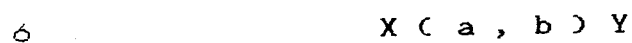
$$\text{Si } f = \text{Ln}(x) \longrightarrow \delta f = \pm \delta x/x \quad (14)$$

$$\text{Si } f = e^x \longrightarrow \delta f = \pm \delta x \cdot f \quad (15)$$

F.-ECUACIONES MATEMATICAS DE LA CINEMATICA PARA LA REACCION
D + T EN EL SISTEMA DE LABORATORIO .

ECUACION DE LA CINEMATICA NO RELATIVISTICA :

Para la reacción nuclear en general se tiene :



Para la reacción nuclear particular estudiado en la producción de neutrones se tiene :

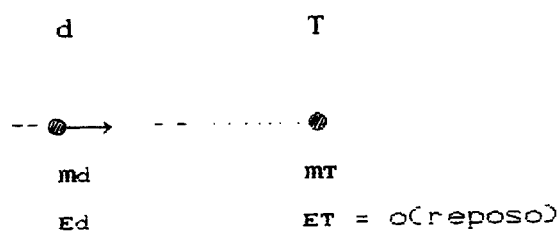


deuterón tritio nucleo compuesto alfa neutrón

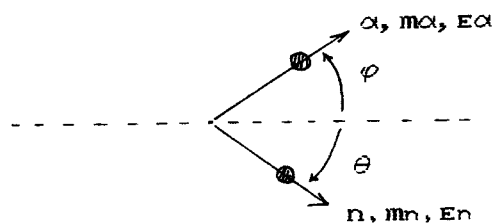


En el sistema de laboratorio se tiene la descripción siguiente para la cinemática de la reacción nuclear (2) :

antes de la reacción



despues de la reacción



Donde E_i = energía cinética ,siendo $i = d, T, \alpha, n$.

$$E = mv^2/2$$

$$p = mv$$

$$p = (2mE)^{1/2}$$

Por conservación de energía total se tiene :

$$E_d + mdc^2 + mTc^2 = E_n + mnc^2 + E_\alpha + mac^2 \quad (3)$$

como $Q/c^2 = md + mT - mn - m\alpha$

$$\text{entonces } E_d + Q = E_n + E_\alpha \quad (4)$$

Por conservación de la cantidad de movimiento y descomponiendo en las dos direcciones se tiene :

$$(2m_d E_d)^{1/2} = (2m_\alpha E_\alpha)^{1/2} \cos \varphi + (2m_n E_n)^{1/2} \cos \theta \quad (5)$$

$$(2m_\alpha E_\alpha)^{1/2} \text{sen} \varphi = (2m_n E_n)^{1/2} \text{sen} \theta \quad (6)$$

Reordenando (5) y elevando al cuadrado ambos miembros de las ecuaciones (5) y (6) se tiene :

$$m\alpha E\alpha \cos^2 \varphi = mnEn \cos^2 \theta + mdEd - 2(mdmnEdEn)^{1/2} \cos \theta \quad (7)$$

$$m\alpha E\alpha \sin^2 \varphi = mnEn \sin^2 \theta \quad (8)$$

sumando las ecuaciones (7) Y (8) se tiene :

$$m\alpha E\alpha = mnEn + mdEd - 2(mdmnEdEn)^{1/2} \cos \theta \quad (9)$$

luego extraendo $E\alpha$ de la ecuación de la energía se tiene:
es de decir de (4) :

$$E\alpha = Ed - En + Q \quad (10)$$

reemplazando (10) en (9) se tiene :

$$m\alpha (Ed - En + Q) = mnEn + mdEd - 2(mdmnEdEn)^{1/2} \cos \theta \quad (11)$$

extraendo $(En)^{1/2}$ del segundo miembro de (11) y ordenando se tiene :

$$(mn+m\alpha)En - 2(mdmnEd)^{1/2} \cos \theta (En)^{1/2} - [m\alpha Q + (m\alpha - md)Ed] = 0 \quad (12)$$

dividiendo (12) entre $mn + m\alpha \neq 0$ se tiene :

$$En - \underbrace{\frac{2(mdmnEd)^{1/2} \cos \theta}{mn+m\alpha}}_a (En)^{1/2} - \underbrace{[\frac{m\alpha Q + (m\alpha - md)Ed}{mn+m\alpha}]}_b = 0 \quad (13)$$

$$En - a (En)^{1/2} - b = 0 \quad (14)$$

$$\text{resolviendo (14) ; haciendo } \xi = (En)^{1/2} \quad (15)$$

$$\longrightarrow \xi^2 = En$$

(15) en (14) :

$$\xi^2 - a \xi - b = 0 \quad (16)$$

cuya solución positiva es :

$$\xi = a/2 + (a^2/4 + b)^{1/2} \quad (17)$$

$$\text{siendo : } \xi = En^{1/2} \quad (18)$$

$$a = \frac{2(mdmnEd)^{1/2} \cos \theta}{m\alpha + mn} \quad (19)$$

$$b = \left[\frac{m\alpha Q + (m\alpha - md)Ed}{m\alpha + mn} \right] \quad (20)$$

Reemplazando (18), (19) y (20) en (17) se tiene :

$$E_n^{1/2} = \frac{(mdmnEd)^{1/2} \cos\theta}{m\alpha + mn} + \left(\frac{mdmnEd}{(m\alpha + mn)^2} \cos^2\theta + \frac{[m\alpha Q + (m\alpha - md)Ed]}{m\alpha + mn} \right)^{1/2} \quad (21)$$

desarrollando la expresión dentro de las llaves se tiene:

$$E_n^{1/2} = \frac{(mdmnEd)^{1/2} \cos\theta}{m\alpha + mn} + \frac{(mdmnEd \cos^2\theta + (m\alpha + mn)[m\alpha Q + (m\alpha - md)Ed])^{1/2}}{m\alpha + mn} \quad (22)$$

Luego de (22) para los valores de las masas dadas se tiene:

md = masa del deuterón = 2,014102 u.m.a

m α = masa del alfa = 4,002603 u.m.a

mn = masa del neutrón = 1,008665 u.m.a

Q = del balance de energía \cong 17,589 Mev.

$$E_n^{1/2} = 0,28442Ed^{1/2} \cos\theta + \frac{(2,0315Ed \cos^2\theta + 352,621 + 9,9649Ed)^{1/2}}{5,01126} \quad \dots\dots\dots (23)$$

Donde Ed y En está dado en Mev .

Luego a partir de la fórmula (23) se puede apreciar que la energía de los neutrones emergentes de la reacción nuclear D+T dependen significativamente de la energía de los deuterones incidentes y de la emisión angular de los neutrones tanto a ángulos pequeños como a ángulos grandes . Esta fórmula permite estimar el valor de la energía de los neutrones emitidos en el sistema de laboratorio .

A si mismo esta fórmula fue deducido por Csikai/4/ en el sistema de laboratorio , caso no relativístico para (Ed < 20 Mev).

Para una reacción nuclear de la forma A(d,n)B

$$E_n^{1/2} = \frac{(mdmnEd)^{1/2} \cos\theta}{mB + mn} + \frac{(mdmnEd \cos^2\theta + (mB + mn)[mBQ + (mB - md)Ed])^{1/2}}{mB + mn}$$

Para los valores de las masas y de Q tomados de la tabla de masas de KRAVSTOV por Csikai/4/ se tiene la expresión siguiente :

$$0E_n^{1/2} = 0,28445E_d^{1/2} \cos\theta + \frac{(2,031E_d \cos^2\theta + 352,64228 + 9,95998E_d)^{1/2}}{5,01017}$$

Para Ed en Mev.

Finalmente RAICS ,recientemente ha dado una fórmula simplificada de la anterior fórmula deducida por Csikai/4/:

$$E_n(E_d, \theta) = 1,94 \times 10^{-4} E_d^{3/2} \cos^3\theta + 0,162 E_d \cos^2\theta + (9,52 \times 10^{-4} E_d^{3/2} + 67,42 E_d^{1/2}) \cos\theta + 0,397 E_d + 14049,51.$$

Donde En y Ed estan dados en Kev.

Análogamente en esta expresión deducida para el cálculo de la energía promedio de los neutrones emitidos en la reacción nuclear D+T se observa que la energía de los neutrones dependen tanto de la energía de los deuterones incidentes ,asi como del ángulo de emisión de los neutrones .

Para el sistema de laboratorio basado en el expresión deducida por Csikai ya hemos mencionado en la página 18 que la energía de los neutrones varía desde 13,4Mev ($\theta = 180^\circ$) a 14,48 Mev ($\theta = 0^\circ$) para deuterones de 100Kev y desde 12,9 Mev ($\theta = 180^\circ$) a 15,6 Mev ($\theta = 0^\circ$) para deuterones de 400 Kev. /4/