

00576

2
20j

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

DEPARTAMENTO DE CIENCIAS NUCLEARES

DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO

FACULTAD DE QUIMICA

**MEDIDA DE SECCIONES EFICACES CON UNA FUENTE DE
NEUTRONES DE Am-Bc PARA VARIOS METALES**

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

**T E S I S
PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRIA EN CIENCIAS NUCLEARES
P R E S E N T A**

ING. ADRIANA GALVAN GONZALEZ

MEXICO, D.F.

1992



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

RESUMEN

A partir del descubrimiento del neutrón en 1931, se inició la medida de las secciones eficaces de los elementos, para diferentes reacciones y a diversas energías.

En el área de la industria nuclear, es importante conocer estas secciones eficaces con el menor error posible.

En este trabajo se miden las secciones eficaces para V, Mn, Cu, Fe, Au, Ag, W, Pd y Rh mediante el método de activación a diferentes energías utilizando una fuente de neutrones de Am-Be cuya actividad es de 5 Ci.

Se escogieron estos elementos por tener sección eficaz grande, una vida media adecuada y alto porcentaje de abundancia del isótopo bajo estudio.

Se utilizó un detector de NaI(Tl) de 3" x 3" asociado con la electrónica adecuada. Los resultados obtenidos se comparan con los de la literatura.

MEDIDA DE SECCIONES EFICACES CON UNA FUENTE DE
NEUTRONES AM-Be PARA VARIOS METALES

C O N T E N I D O

	Página
INTRODUCCION	1

C A P I T U L O I

BASES TEORICAS

1.1 Descubrimiento del neutrón	2
1.2 Propiedades fundamentales del neutrón	6
1.3 Fuentes de neutrones	9
1.4 Clasificación del neutrón de acuerdo a su energía	24
1.5 Interacción de los neutrones con la materia	26
1.6 Reacciones nucleares inducidas por neutrones	28

C A P I T U L O II

METODO POR ACTIVACION PARA MEDIR LA SECCION EFICAZ

2.1 Introducción	34
2.2 Sección eficaz	36
2.3 Métodos para medir la sección eficaz	37

2.4 Reacciones nucleares posibles al hacer incidir neutrones térmicos sobre diferentes metales para obtener radioisótopos de vida media corta	39
2.5 Reacciones nucleares posibles al hacer incidir neutrones epitérmicos sobre diferentes metales para obtener radioisótopos de vida media corta	49
2.6 Reacciones nucleares posibles al hacer incidir neutrones rápidos sobre diferentes metales para obtener radioisótopos de vida media corta	53

CAPITULO III

PARTE EXPERIMENTAL

3.1 Características de la fuente de neutrones utilizada	64
3.2 Arreglo Experimental	67
3.3 Determinación de la vida media de las reacciones a obtener	68
3.4 Obtención de la sección eficaz	69

CAPITULO IV

4.1 RESULTADOS Y CONCLUSIONES	86
-------------------------------	----

CAPITULO V

5.1 REFERENCIA BIBLIOGRAFICA	88
------------------------------	----

INTRODUCCION

En este trabajo se miden las secciones eficaces para diferentes metales a diversas energías, lo cual se lleva a cabo por el método de activación, debido a que nos proporciona un análisis no destructivo, sencillo y rápido.

La medida de las actividades se realiza con un detector de NaI(Tl) de 3" X 3" asociado con la electrónica adecuada y conectados a una PC que contiene una tarjeta convertidora a multicanal (THE NUCLEUS).

La irradiación de las muestras se lleva a cabo utilizando una fuente de Am-Be de 5 Ci (183 GBq) de actividad. Se realizó el análisis haciendo incidir en las muestras neutrones térmicos, epitérmicos y rápidos.

Se analizaron el V, Mn, Cu, Fe, Ag, Au, W, Pd y Rh, los cuales se usaron ya que presentaban las siguientes ventajas: vida media suficientemente larga para poder analizar las muestras, sección eficaz grande, porcentaje de abundancia alto del isótopo bajo estudio y, aparte por ser de gran interés en el área de la industria nuclear.

MEDIDA DE SECCIONES EFICACES CON UNA FUENTE DE NEUTRONES
Am-Be PARA VARIOS METALES

CAPITULO I

BASES TEORICAS

1.1 DESCUBRIMIENTO DEL NEUTRON

Desde 1920 se sugirió la existencia de una partícula neutra, equivalente a la combinación de un protón con un electrón. Se pensó que dicha partícula tendría propiedades nuevas y posiblemente una función importante en la estructura atómica. Por muchos años se trató sin éxito de detectar tal partícula.

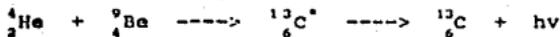
Durante el período de 1930 a 1932 diversos experimentos mostraron que al bombardear ciertos elementos livianos con partículas alfa emitían una radiación altamente penetrante.

El descubrimiento del neutrón por Chadwick fue la culminación de diversas investigaciones en algunos laboratorios europeos. La historia de estos experimentos es uno de los más interesantes en la historia de la física nuclear. Los principales participantes junto con Chadwick fueron Bothe y Becker en Alemania y Joliot-Curie en París. Todos ellos estudiaron una radiación particularmente penetrante generada por el impacto de partículas alfa del polonio sobre berilio.

Irene Curie y Frédéric Joliot observaron que la radiación proveniente del berilio sacaba de la parafina un gran número de protones, donde el rango de estos protones era mayor a 26 cm. en aire. En 1932, el inglés Chadwick efectuó un experimento por el cual posteriormente obtuvo el

premio Nobel de física en 1935^(1, 2).

La primera indicación de la existencia del neutrón fue dada por Rutherford en 1920. De acuerdo a Rutherford el neutrón consta de un protón y un electrón en combinación cerrada. En 1930, Bothe y Becker⁽³⁾ mostraron que algunos elementos ligeros, tales como el berilio y el boro, cuando eran bombardeados por partículas alfa de una fuente radiactiva natural tal como el polonio, emitían radiación de gran poder penetrante. Se observó que esta radiación no causaba gran ionización. La radiación no era afectada ni por campos eléctricos ni magnéticos. Esta radiación desconocida se pensó que podría ser electromagnética, sucediendo cuando las partículas alfa del polonio (cuya energía cinética es de 5.3 MeV) interaccionan con el berilio según la reacción :



donde * indica el estado excitado del núcleo. La interacción de la partícula alfa y el ${}^9_4\text{Be}$ da ${}^{13}_6\text{C}^*$ el cual decae a ${}^{13}_6\text{C}$ emitiendo un fotón de energía $h\nu$. La energía del fotón puede estimarse de la diferencia de masas (1 uma = 931.5 MeV) :

$$\begin{aligned} &= M({}^9_4\text{Be}) + M({}^4_2\text{He}) - M({}^{13}_6\text{C}) \\ &= (9.01505 + 4.00387 - 13.00748) \text{ uma} \\ &= 0.01144 \text{ uma} \Rightarrow 0.01144 * 931.5 = 10.7 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

Aparte de estos 10.7 MeV la energía de las partículas alfa también se encuentra disponible, dando en total una energía de 16 MeV producida en la reacción con berilio. La energía de retroceso del núcleo del

carbono es aproximadamente de 2 MeV obteniéndose que los fotones pudieran llegar a tener una energía máxima de 14 MeV. Ninguno de los rayos gamma que salen de los elementos radiactivos naturales tienen tal energía. Durante el período de 1930-1933 diversos investigadores determinaron el coeficiente de absorción de diferentes materiales para esta radiación desconocida.

De acuerdo a Chadwick, si suponemos que esta radiación consiste de partículas de masa muy cercana a la del protón todas las dificultades desaparecen. Para explicar el gran poder penetrante de la radiación se supone que dichas partículas no tienen carga. En el experimento realizado por Chadwick, un blanco de berilio se bombardea con partículas alfa provenientes del polonio. Las partículas penetrantes que proceden del berilio inciden sobre un bloque de parafina, en donde se pudo apreciar que salían protones a gran velocidad. Por los cálculos en función de la energía se pudo demostrar que los rayos penetrantes eran partículas no cargadas con la masa de los protones a los que denominó neutrones. La desintegración que tiene lugar en el blanco metálico es:



La partícula alfa al interaccionar con un núcleo de berilio, produce un núcleo compuesto, del cual un neutrón es expulsado a gran velocidad; el núcleo residual con carga 6 y masa 12, es un núcleo estable de carbono.

Por irradiación del nitrógeno con partículas alfa, se puede mostrar que por combinación de las energías de retroceso del protón y del nitrógeno la masa del neutrón es muy parecida a la del protón. Si se considera una colisión frontal después de la colisión se tendrá una velocidad del protón y del nitrógeno u_1 y u_2 .

Aplicando los principios de conservación de energía y momento se

obtienen las relaciones siguientes:

$$\frac{1}{2} m_1 u^2 = \frac{1}{2} m_1 u_1^2 + \frac{1}{2} m_2 u_2^2 \quad (a)$$

$$m_1 u = m_1 u_1 + m_2 u_2 \quad (b)$$

$$u_2 = [2m_1 / (m_1 + m_2)] u$$

de la ec. a se despeja u_1 y al sustituir en la ec. b se obtiene u_2 ; y sustituyendo las masas del hidrógeno y el nitrógeno las velocidades máximas serán:

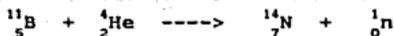
$$u_p = [2m/(m+1)] u \quad u_N = [2m/(m+14)] u$$

donde u_p y u_N son las velocidades máximas del protón y del nitrógeno respectivamente, m es la masa del neutrón, la masa del protón 1 y del nitrógeno 14. Al dividir ambas ecuaciones tenemos:

$$u_p / u_n = (m+14)/(m+1) = (3.3 \cdot 10^9 \text{ cm/seg}) / (4.7 \cdot 10^8 \text{ cm/seg})$$

$$m = 1.15 \text{ uma}^{(4,5)}$$

los valores de u_p y u_n son determinados experimentalmente. La masa del neutrón determinada por este método tiene un error de 10%. Better⁽¹⁾ estimó que la masa del neutrón puede obtenerse usando la siguiente reacción:



La masa del neutrón obtenida por éste método se encuentra entre 1.005

y 1.008 uma. Un valor reciente de la masa del neutrón es -1.00866492 ± 0.000003 uma⁽⁶⁾.

1.2 PROPIEDADES FUNDAMENTALES DEL NEUTRON

1) MASA DEL NEUTRON: Con el descubrimiento del neutrón, Chadwick fue capaz de deducir su masa. El valor actualmente aceptado de la masa del neutrón esta basado en información semejante al cálculo original de Chadwick. El valor se deduce indirectamente de las medidas por espectrometría de masas de un núcleo estable y de la energía liberada envuelta en la emisión de un neutrón cuando el núcleo entra en una reacción nuclear. Por ejemplo, Chadwick y Goldhaber investigaron la reacción fotonuclear^(1,2):



usando rayos gamma de ThC^m con $h\nu = 2.62 \cdot 10^6$ eV. Debido a que la masa del protón y del deuterio son conocidas, la única medida requerida para determinar la masa del neutrón es la energía cinética del protón y del neutrón. La medida de la energía cinética del protón fue obtenida de la determinación del número total de pares iónicos producidos por los protones en una cámara de ionización sabiendo que la energía cinética del neutrón es casi idéntica a la del protón. La suma de las energías cinéticas del protón y el neutrón se encontró que fue de $2.1 \cdot 10^6$ eV. ó 0.0023 uma. Bell y Elliot⁽⁴⁾ obtuvieron un valor más preciso con la siguiente reacción:



ThC^m = ${}^{208}_{81}\text{Tl}$

donde $h\nu$ es el rayo gamma con energía igual a la energía de unión, del deuterón, obteniendo un valor de $2.23 \cdot 10^{-13}$ MeV para la energía del rayo gamma. En unidades de masa sería 0.002395 uma, por lo tanto la masa del neutrón sería:

$$\begin{aligned} {}^1_0n &= {}^2_1H - {}^1_1H + h\nu \\ &= 2.014735 - 1.008142 + 0.002395 \\ &= 1.008988 \text{ uma} \end{aligned}$$

Sin embargo Bainbridge⁽⁴⁾ combinó los resultados de una serie de valores para la energía de unión del deuterón para así obtener un valor promedio de 0.002489 uma, dando un valor m_N , de la masa del neutrón:

$$m_N = 1.008982 \text{ uma}$$

2) CARGA DEL NEUTRON: La igualdad en magnitud respecto a la carga que tienen los electrones y protones llevan a la afirmación que la carga neta en el neutrón debe ser cero. Todos los esfuerzos por encontrar una carga en el neutrón han fallado. Ha sido imposible obtener ionización por interacción coulombiana detectable atribuible a la acción directa de los neutrones. La ausencia de carga del neutrón lo hace penetrante, pudiendo viajar varios metros de aire produciendo solo uno o dos pares de iones. Puede también penetrar el núcleo si la energía cinética es muy baja, debido a que no encuentra barrera coulombiana.

3) LONGITUD DE ONDA: Todas las partículas tienen un carácter ondulatorio, cuya longitud de onda está dada por la relación:

$$\lambda = h/(mv)$$

donde h es la constante de Planck y mv es el momento de la partícula.

$$\lambda = h / (2m_n E)^{1/2} = 6.625 \cdot 10^{-27} / [1.83 \cdot 10^{-12} (E^{1/2})] = \text{\AA}$$

cuando E esta en erg . Debido a que 1erg es igual a $0.624 \cdot 10^{12} \text{ eV}$, se puede convertir a eV multiplicando el numerador del lado derecho por el factor $(0.624 \cdot 10^{12})^{1/2} = 0.79 \cdot 10^6$ lo cual da:

$$\lambda = 2.86 \cdot 10^{-9} / E^{1/2} = \text{cm} \quad \text{cuando } E = \text{eV}$$

Para expresar λ en angstroms tenemos:

$$\lambda = 0.286 / E^{1/2} = \text{\AA}$$

4) DECAIMIENTO DEL NEUTRON: El neutrón es inestable, y puede esperarse que decaiga con la emisión de una partícula beta más un neutrino dejando un protón. Fue 20 años después del descubrimiento del neutrón que el decaimiento beta fue confirmado definitivamente con la medida de la energía de decaimiento y la vida media siendo esta última de ⁽²⁾

$$t_{1/2} = 12.8 \text{ minutos}$$

1.3 FUENTES DE NEUTRONES

En tal categoría consideramos fuentes de neutrones al material blanco en aleaciones con un componente radiactivo natural, el cual proporciona la radiación para la liberación de neutrones. Las fuentes radiactivas son en general de volumen relativamente pequeño.

Hay diversos tipos de fuentes de neutrones, las cuales se diferencian por la naturaleza del material blanco y el núclido radiactivo que produce las partículas alfa. En general se puede decir que las fuentes de neutrones están caracterizadas por la velocidad de los neutrones que emiten, muchas de las fuentes emiten del orden de 10^8 neutrones/segundo.

Debido a su corta vida, los neutrones libres no ocurren en la naturaleza, por lo que deben ser producidos artificialmente. Hay una gran variedad de reacciones mediante las cuales dan como resultado la producción de neutrones. En tales casos, al bombardear un núcleo blanco con partículas alfa, protones, deuterones ó rayos gamma se obtendrá un núcleo excitado. Si la energía de excitación es más grande que la energía de unión del "último neutrón" del núcleo compuesto, entonces es muy probable que se emita un neutrón. La energía de excitación restante es distribuida como energía cinética entre el neutrón y núcleo resultante. El núcleo resultante permanece excitado y después regresa a su estado base mediante la emisión de un rayo gamma.

Dependiendo de la energía y la intensidad del haz de neutrones que se requiera, se han usado diferentes métodos para su producción.

1) Reacción (α, n): Los neutrones son producidos mediante el bombardeo de elementos ligeros con partículas alfa. Dichos elementos pueden ser

berilio, litio, boro o flúor. El espectro de energías de estas fuentes es complicado, ya que las partículas alfa producen un grupo de neutrones con energías que van desde 0 a 12 MeV.

1.a) Fuentes de Radio-Berilio (α, n) : Diferentes experimentos requieren de flujos de neutrones moderados, los cuales se logran usando como fuente de neutrones una mezcla fina de berilio y bromuro de radio. La vida media del radio (1620 años) asegura que el flujo de los neutrones será constante con el tiempo. Un gramo de $^{226}_{88}\text{Ra}$ puro emite $3.7 \cdot 10^{10}$ desintegraciones/seg. (iCi) ^(9.2).

La ventaja es que producen una fuerte cantidad de neutrones en un pequeño volumen, sin embargo las desventajas son las siguientes :

- Los neutrones se encuentran acompañados por un gran fondo de rayos gamma (aproximadamente 6,500 rayos gamma por neutrón).
- Las fuentes de Ra-Be son por lo general formadas por una mezcla de polvo de Be con una sal de radio, comprimidos y sellados en una cápsula metálica lo cual da como consecuencia la posibilidad que la mezcla de los polvos y por lo tanto el rendimiento en la cantidad de neutrones pueda cambiar con el tiempo o el manejo.

En la cadena de decaimiento del radio se tienen cinco partículas alfa emitidos antes de llegar al $^{206}_{82}\text{Pb}$ el cual es un núclido estable.

1.b) Fuente Polonio-Berilio (α, n): La fuente de neutrones Po-Be, ha tenido un interés histórico debido a que se utilizó en el descubrimiento del neutrón. Esta fuente emite rayos gamma de muy baja intensidad, lo cual es una ventaja que pocas fuentes radiactivas tienen. Por otro lado, la fuente Po-Be decae rápidamente. El Po-210 usado en estas fuentes tiene una vida media de 138.5 días.

La reacción (α, n) mediante la cual las partículas liberan neutrones del berilio puede representarse por:---

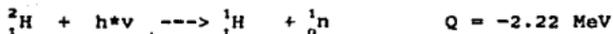
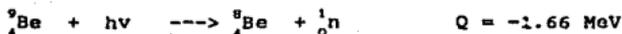


aquí la reacción es exoérgica. La máxima energía de las partículas alfa del Po-210 es de 5.3 MeV, por lo tanto la distribución de neutrones de la reacción anterior de acuerdo a la energía esperada será de 6.7 a 10.9 MeV dependiendo de si el neutrón es emitido en la misma dirección que la partícula alfa, o en la dirección opuesta.

1.c) Fuente de Plutonio-Berilio (α, n): El plutonio forma un compuesto metálico con el berilio con una densidad de 3.7g/cm^3 . El isótopo radiactivo es el ${}^{239}\text{Pu}$, el cual emite partículas alfa de 5.1 MeV, su vida media es de 24,300 años y los rayos gamma emitidos en el decaimiento del ${}^{239}\text{Pu}$ son de baja energía, por lo tanto las fuentes de neutrones de Pu-Be ofrecen ventajas con relación a la fuente de Ra-Be ya que tienen una vida media más larga respecto a la fuente de Po-Be. El rendimiento de la fuente Pu-Be algunas veces es menor respecto a aquella de Ra-Be.

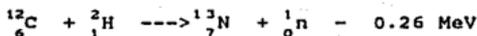
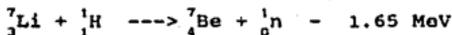
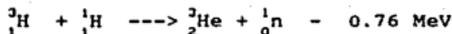
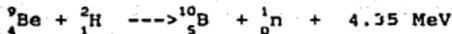
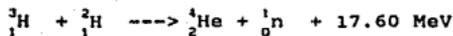
2) Fuente radiactiva (γ, n): Se basa en la fotodesintegración del núcleo, inducida con rayos gamma energéticos capaces de dar la suficiente energía al núcleo blanco para permitir la salida del neutrón. Hay solamente dos núclidos que cuentan con umbrales para la reacción (γ, n), dentro del rango de energías de rayos gamma emitidos por núclidos en su proceso de decaimiento, estos son ${}^2\text{H}$ y ${}^9\text{Be}$ cuyas

energías de amarre son de 2.22 MeV y 1.66 MeV respectivamente. La sección eficaz de estos núcleos para la reacción (γ, n) cerca del umbral de energía es del orden de mbarn:



las energías de los neutrones son de algunos keV y generalmente se utilizan para calibración.

3) Aceleradores como fuentes de neutrones: Algunos aceleradores pueden impartir haces de partículas cargadas con cierto exceso de energía umbral para la liberación de neutrones en un blanco pudiendo ser usados como fuentes de neutrones. En los casos en que la reacción en el blanco es exoérgica y no existe umbral, se puede usar un haz de partículas de muy baja energía en el acelerador. Esta fuente se usa para producir neutrones monoenergéticos. Las reacciones empleadas son:

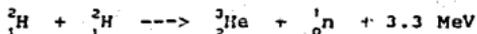


las dos primeras reacciones son las más utilizadas.

3.a) Neutrones provenientes de las reacciones (α, n) , $(\alpha, 2n)$ con aceleradores: Muchos aceleradores de partículas cargadas ofrecen la posibilidad de acelerar partículas alfa de energías mayores a las que pueden ser obtenidas de fuentes radiactivas. Algunos aceleradores han sido utilizados como fuentes de neutrones a través de la reacción (α, n) . Cuando hay partículas alfa con energías en el rango de 20 MeV disponibles para la reacción (α, n) , su sección eficaz es pequeña, del orden de mbarn.

3.b) La reacción ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$: Esta reacción ha sido ampliamente usada en la producción de neutrones monoenergéticos. Una de las

características convenientes de la reacción ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ es que produce un alto rendimiento de neutrones con energías del deuterio mayores de 1 MeV. La ecuación de la reacción es ^(1, 2):



3c) La reacción (d,n) como fuente de neutrones: Casi todas las reacciones (d,n) que han sido usadas en la generación de neutrones, son extremadamente exoérgicas. Aquí las reacciones no tienen umbral, y los neutrones son liberados a energías aproximadamente de cero MeV. Una excepción es la reacción ${}^{12}\text{C}(d,n){}^{13}\text{N}$ la cual es endoérgica $Q=-0.28$ MeV y tiene una energía umbral de $E_t=0.33$ MeV. De hecho solo dos reacciones son útiles ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ y ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$. Otras reacciones tales como ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ con un valor $Q= 15$ MeV y ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ dan también un rendimiento alto de neutrones ⁽³⁾.

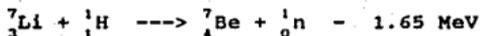
3d) Reacción ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$: La reacción ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ es usada para generar neutrones monoenergéticos por su alto valor positivo de Q. La ecuación de la reacción es:



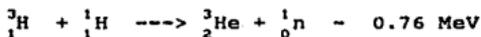
esta reacción se caracteriza por una producción intensa de neutrones de alta energía al ser bombardeado tritio por deuterones con energías del orden de 100 keV.

3e) La reacción (p,n) como fuente de neutrones: La reacción

${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ es más utilizada que la (α, n) como fuente de neutrones en aceleradores. Su bajo umbral de energía y gran rendimiento de neutrones han contribuido a su popularidad. Actualmente, la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ ha sido ampliamente utilizada como fuente de neutrones con energías en la región de keV:



Para neutrones de energías de 80 keV se requieren altas corrientes de protones, en blancos de espesor delgado y los neutrones deben tomar ángulos de noventa grados respecto a la dirección del haz de protones resultando en un gran rendimiento de neutrones. La gran corriente de protones hace obligatorio el uso de un blanco rotatorio para reducir la evaporación del blanco de litio delgado. La descripción de la reacción ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ sugiere que las partículas cargadas aceleradas presentan la probabilidad de obtener neutrones monoenergéticos sobre un amplio rango de energías. En general, es necesario especificar el espesor de un blanco en términos de pérdida de energía sufrida por las partículas en la reacción ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$. Ahora que el tritio ha comenzado a ser más abundante es frecuente usarlo para producir neutrones. Una reacción en la cual el tritio puede usarse para generar neutrones es ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$, la ecuación puede escribirse como:



el bombardeo del tritio requiere que se encuentre en una forma deseable como blanco. El blanco también debe encontrarse en una

posición que permita que los neutrones sean producidos a ngulos apropiados cuando se requieran neutrones de energía específica.

3f) Neutrones de la reacción (p,n) a energías altas: Los aceleradores que producen haces de protones con energías de 400 MeV pueden usarse para generar neutrones de aproximadamente la misma energía.

4) Reacción (p,n) en blancos de número atómico alto: A pesar de que los blancos con número atómico bajo han sido populares en el pasado para la generación de neutrones, Brugger, Bonner y Marion⁽¹⁾ han llamado la atención respecto a las reacciones $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$ y $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$ para la producción de neutrones monoenergéticos en la región de keV de energía.

5) Producción de neutrones por la reacción (γ ,n) mediante aceleradores: con bremsstrahlung proveniente de betatrones con energías que excedan los 20 MeV, es también posible generar neutrones con la reacción (γ ,n) en cualquiera de los elementos. El umbral de energía para dicha reacción es de alrededor de 10 MeV para núcleos con alto número másico y arriba de 19 MeV para cuando la masa es igual o mayor de 12.

6) Neutrones provenientes de fisión en reactores nucleares. Se obtienen flujos de 10^{14} neutrones/cm²seg., comparados con flujos de 10^5 neutrones /cm²seg. provenientes de aceleradores. Aquí un neutrón es absorbido por un núcleo emitiendo uno o más neutrones por cada neutrón que se absorbe. Como fuente de neutrones, un reactor puede contener neutrones de todas las energías desde la energía máxima de fisión hasta energías térmicas.

La distribución de la energía de neutrones de fisión está dada por la ecuación empírica:

$$N(E) = 1765[(E) \exp(-0.775 \cdot E)]^{1/4}$$

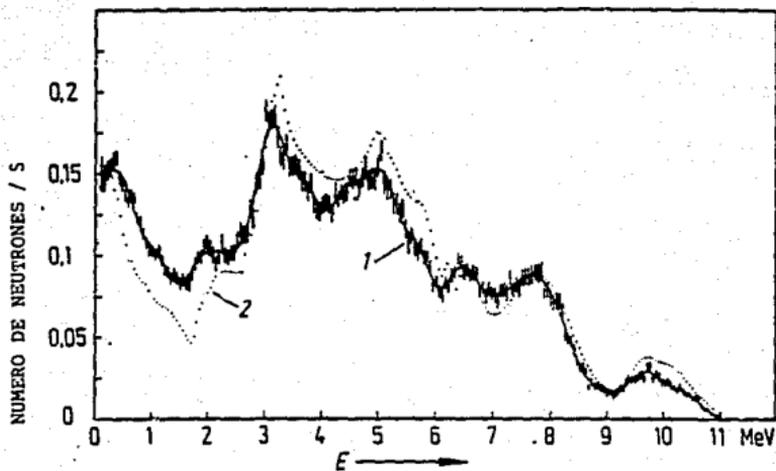
donde $N(E)$ es el número de neutrones y E es la energía del neutrón. La gran sección eficaz del ^{235}U para neutrones térmicos es responsable de su uso como elemento combustible para muchos reactores. Las altas energías con las cuales los neutrones son liberados en los procesos de fisión se moderan y constituyen la esencia de los reactores que usan ^{235}U como combustible. El moderador sirve para reducir las energías de los neutrones de fisión a energías térmicas con una pérdida mínima por captura neutrónica o por escape desde el moderador. Un reactor nuclear puede ser utilizado como una fuente de neutrones con un rango considerable de energías. Los reactores térmicos han sido divididos en dos tipos generales, dependiendo si el combustible se encuentra distribuido uniformemente a través del moderador o se encuentra en una red de elementos combustibles. Cuando el combustible se mezcla con el medio moderador, el reactor se denomina homogéneo y cuando el combustible está distribuido en una red en el reactor se dice que es heterogéneo.

7) También existen fuentes de neutrones por fisión espontánea, siendo la de ^{252}Cf la única comercial que produce aproximadamente 10^7 neutrones/seg. por $\mu\text{g.}$ de Cf , con un espectro de fisión.

A continuación se presentan algunos de los espectros de las fuentes de neutrones, que fueron anteriormente explicadas:

ESPECTRO DE UNA FUENTE DE Am-Be

FIGURA 1



- 1) Valores calculados
- 2) Valores teóricos (8)

FIGURA 2

ESPECTRO DE UNA FUENTE DE Pu-De⁽⁹⁾

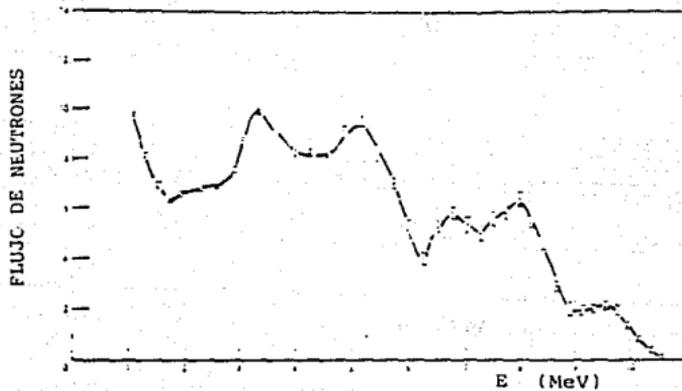


FIGURA 3

ESPECTRO DE UNA FUENTE DE Po-Bd⁽³⁾

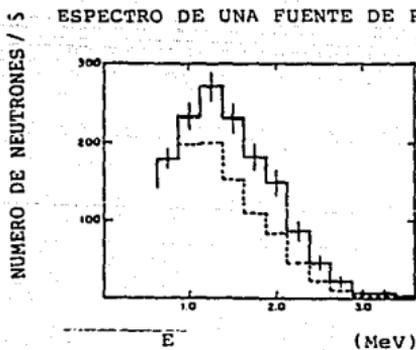
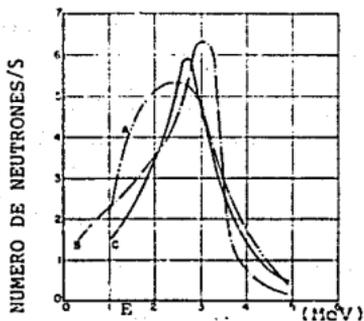


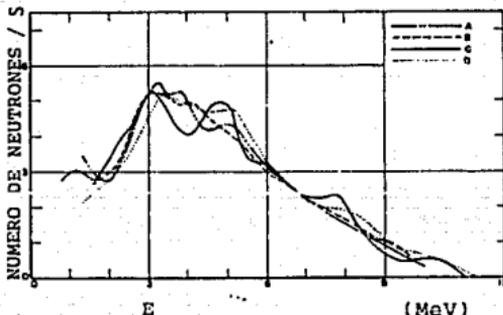
FIGURA 4



ESPECTRO DE UNA FUENTE Po-B (3)

- A) Curva obtenida por Perlman y Richards
- B) Curva obtenida por Staub
- C) Curva obtenida por Cochran

FIGURA 5



ESPECTRO DE UNA FUENTE DE Po-Be (3)

- A) Curva obtenida por Cochran
- B) Curva obtenida por Breen y Hertz
- C) Curva obtenida por Withmore y Baker
- D) Curva obtenida por Murxay

FIGURA 6

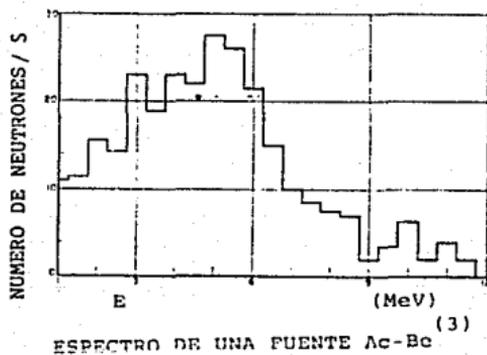


FIGURA 7

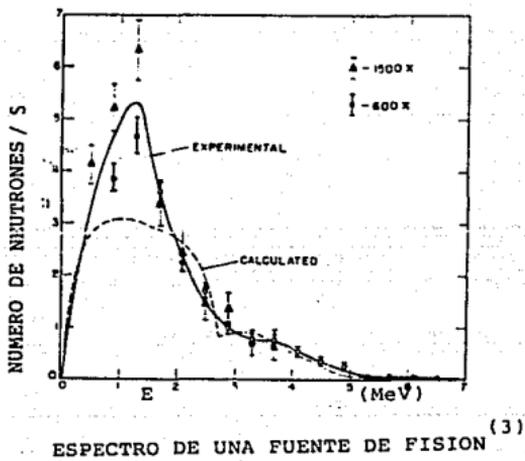
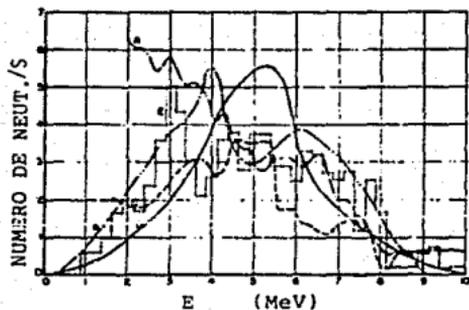


FIGURA 8



ESPECTRO DE UNA FUENTE DE Ra-Be⁽³⁾

- A) Curva obtenida por Schmidh
- B) Curva obtenida por Houtermans
- C) Curva obtenida por Hill
- D) Curva obtenida por Demers
- E) Curva obtenida por Watson

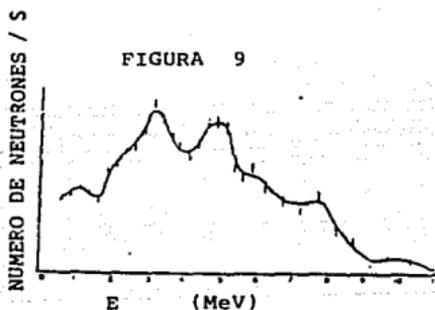
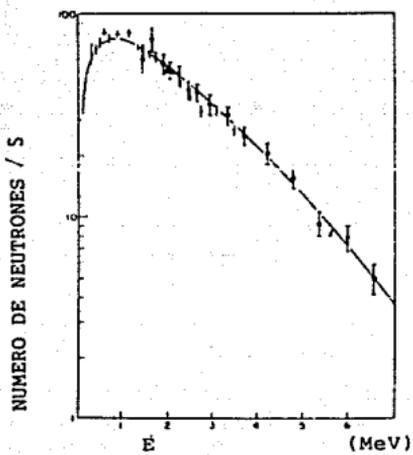


FIGURA 9

ESPECTRO DE UNA FUENTE Po-Be⁽³⁾

Curva obtenida por Whitmorf

FIGURA 10



ESPECTRO DE UNA FUENTE DE FISION⁽³⁾

1.4 CLASIFICACION DEL NEUTRON DE ACUERDO A SU ENERGIA

Para caracterizar la interacción del neutrón con la materia, es deseable clasificarlo de acuerdo a su energía cinética que ocurre como resultado de las interacciones a ciertos rangos de energía.

1) Neutrones Lentos: Los neutrones con energías de cero a aproximadamente 1000 eV se incluyen en la categoría de neutrones lentos.

2) Neutrones Térmicos: Cuando los neutrones rápidos han disminuido su velocidad hasta que su energía promedio es la energía promedio térmica de los átomos del medio, los neutrones se denominan neutrones térmicos. La distribución de velocidades de los neutrones tienen un comportamiento aproximado a la distribución de Maxwell⁽⁸⁾ :

$$dn(v) = av^2 \exp[-(mv^2)/(2kT)] dv$$

donde v es la velocidad del neutrón, m es la masa del neutrón, k es la constante de Boltzman, $a = (m/(kT))^{3/2} (1/(2\pi))^{1/2}$ y T es la temperatura absoluta. Los neutrones puede tener energía de kT . El valor de kT es 0.025 eV.

3) Neutrones Epitérmicos: Son aquellos que se producen a energías mucho mayores que térmicas, y que por efecto de un moderador disminuye su energía hasta que tengan energías en equilibrio térmico con las moléculas del moderador.

4) Neutrones de Resonancia: En el rango de energías entre 1 y 100 eV, varios núcleos absorben neutrones con energías bien definidas. Estas absorciones son llamadas absorciones de resonancia, y los neutrones que tienen las energías correspondientes son conocidos como neutrones

de resonancia.

5) Neutrones Intermedios: La región entre 1000 eV y 0.5 MeV se considera en el rango intermedio de energía de neutrones.

6) Neutrones de Energías Altas y Energías Ultra-rápidas: La región de energías altas se encuentra de 0.5 a 10 MeV. Los de ultra-rápidas van de 1 a 5 MeV⁽²⁾, en donde la fisión de núcleos con números atómicos arriba del bismuto producen estos neutrones. La radiación cósmica es también una fuente de neutrones con energías mayores a las producidas por los aceleradores.

1.5 INTERACCION DE LOS NEUTRONES CON LA MATERIA

Debido a que los neutrones no tienen carga hay apenas interacción con los electrones atómicos. Una muy débil interacción entre ellos es debido a sus momentos magnéticos. Por otra parte los neutrones tienen una gran ventaja sobre las partículas cargadas. Como son neutros no tienen una barrera coulombiana, y aún con neutrones muy lentos se puede alcanzar al núcleo sin mucha dificultad. Los neutrones muy lentos tienen más probabilidad de que sean capturados por el núcleo. Hay varios tipos de reacciones nucleares que pueden ser producidas por neutrones, la probabilidad de que una reacción en particular tome lugar depende fuertemente del tipo de neutrones⁽⁹⁾:

a) **Dispersión de Neutrones:** La dispersión puede ser elástica o inelástica. En el proceso de dispersión elástica la suma de las energías cinéticas del neutrón y el núcleo es la misma antes y después de la colisión. En el caso de dispersión inelástica, parte de la energía cinética del neutrón incidente se usa en la excitación del núcleo blanco. El núcleo excitado decae por emisión γ . Debe notarse que la colisión elástica solo es posible entre neutrones y núcleos ligeros. Debido a que es necesaria una gran energía para causar excitación de un núcleo, para neutrones de baja energía (0.1 a 10 MeV) predomina la dispersión elástica, mientras que para neutrones de energías mayores a 10 MeV la dispersión inelástica es predominante. Tanto en la colisión elástica como en la inelástica el efecto neto es que el neutrón pierde energía. La dispersión elástica juega un papel muy importante en la termalización de los neutrones rápidos producidos en la fisión. Puede demostrarse que si un neutrón de energía cinética E_0 , es dispersado a través de un ángulo θ por una colisión elástica con un núcleo estacionario de masa M , la energía cinética E del neutrón dispersado esta dado por:

$$E/E_0 = v/v_0^2 = (m^2 + m^2 + 2Mm \cos \theta) / (M+m)^2$$

donde m es la masa del neutrón, A es el número másico y θ es el ángulo de dispersión. Debido a que m en una es 1 y A es un entero, puede escribirse:

$$E/E_0 = (A^2 + 1 + 2A \cos \theta) / (A+1)^2$$

se puede ver que la máxima energía que se puede perder es a $\theta=180^\circ$ o sea la energía mínima:

$$E_{\min} = E_0 \{ (A^2 + 1 - 2A) / (A+1)^2 \}$$

$$E_{\min} = E_0 \{ (A-1)^2 / (A+1)^2 \}$$

así la energía perdida por el neutrón en una colisión elástica es función de A . Para núcleos pesados $E_{\min}=0$. Para neutrones rápidos, se puede obtener una disminución lenta usando núcleos ligeros tales como hidrógeno (en forma de agua), deuterio (en forma de agua pesada), o carbono los cuales tienen muy baja absorción pero alta sección eficaz de dispersión. El proceso de descenso lento continúa hasta que los neutrones estén en equilibrio térmico ($E_{\text{ter}}=0.025$ eV).

B) Captura Neutrónica: En este proceso hay captura del neutrón y se emite un rayo gamma. En muchos casos el núcleo residual es radiactivo, y usualmente decae por emisión β . La sección eficaz de la captura para núcleos ligeros es baja. Para neutrones lentos la sección eficaz de captura aumenta para núcleos pesados. Para los neutrones lentos el fenómeno de captura de resonancia es prominente. La sección eficaz por captura neutrónica del B, Cd y Gd es excepcionalmente alta del orden de magnitud de barn.

C) Emisión de partículas cargadas: Las reacciones del tipo (n,p) , (n,α) , (n,t) ocurren en especial para núcleos ligeros. El núcleo en retroceso puede o no ser radiactivo. Para neutrones de energías mayores a 10 MeV, la reacción del tipo $(n,2n)$ es más común. En algunos casos se emiten más de dos neutrones. El núcleo en retroceso es usualmente radiactivo.

D) Fisión: Algunos núcleos pesados se dividen en dos fragmentos cuando capturan neutrones.

1.6 REACCIONES NUCLEARES INDUCIDAS POR NEUTRONES

Los neutrones no tienen carga, pueden fácilmente (con baja energía) penetrar el núcleo. En las reacciones neutrónicas, la baja energía cinética de los neutrones no solamente es una cuestión de suficiencia, sino también de necesidad, debido a que neutrones de alta energía pueden pasar a través del núcleo sin absorción.

La energía de unión de los neutrones es muy fuerte ⁽¹⁰⁾ (7 a 8 MeV) en el núcleo. Esta energía es liberada por captura neutrónica, dejando un núcleo excitado inestable. El núcleo excitado puede emitir uno o más nucleones y después puede ocurrir una fisión. Esta es la razón de la gran variedad de reacciones neutrónicas: (n,n) , $(n,2n)$, $(n,3n)$, (n,γ) , (n,α) , $(n,2p)$, (n,np) , etc. Muchos de los núclidos producidos por las reacciones nucleares son radiactivos debido a la reducida estabilidad del núcleo causado por el cambio en la relación $N:Z$ (N = número de neutrones : Z = número atómico).

Los núclidos pueden interactuar con neutrones de diversas formas,

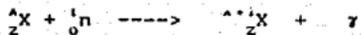
cada reacción esta caracterizada por su sección eficaz que determina la probabilidad de que ocurra el proceso⁽⁸⁾ :

A) Reacción (n,n).- Esta reacción ocurre mediante dispersión elástica, en donde el neutrón es absorbido y reemitido con su energía cinética inicial completa, el núcleo absorbedor no queda en estado excitado.

B) Reacción (n,n').- En este proceso el neutrón es capturado y se reemite con una energía más baja.

C) Reacción (n,n'γ).- Es probable que el blanco al capturar un neutrón rápido reemita otro neutrón y si al mismo tiempo la energía del neutrón incidente excede la requerida para excitar el más bajo nivel del núcleo blanco, el núcleo saldrá en un estado excitado. El neutrón dispersado tiene una energía reducida y el núcleo se desexcita con la emisión de rayos gamma expresándose como (n,n'γ).

Reacción (n,γ).- Un neutrón es capturado y el exceso de energía del núcleo compuesto es emitido como radiación gamma. El balance de energía de la ecuación de esta reacción da una medida cuantitativa de la energía de unión del neutrón en el núcleo producto:



donde 1_0n representa un neutrón, el cual al interaccionar con un blanco X de número atómico Z y un número másico A es capturado obteniendo un núcleo compuesto donde el exceso de energía del mismo se emite como radiación gamma, quedando un núcleo producto X con número atómico Z y

número másico A+1.

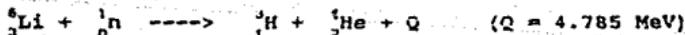
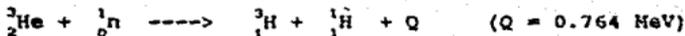
$$E_B = 931 ((M_n + M_X) - M_Y) \text{ MeV}$$

donde M_n , M_X y M_Y representan la masa del neutrón, del blanco X y del núcleo producto Y respectivamente.

Esta reacción es también probable para neutrones epitérmicos en algunos núclidos. La energía del rayo gamma es de varios MeV.

Reacción (n,p) y (n, α): Para que una partícula cargada salga del núcleo debe vencer la barrera coulombiana, este tipo de interacciones es más probable para núcleos ligeros y neutrones rápidos, aunque existen algunas excepciones en donde la reacción es viable con neutrones térmicos, debido a que son suficientemente exotérmicas, ejemplo ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ y ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$.

Los experimentos han revelado que partículas cargadas pueden frecuentemente ser emitidas del núcleo compuesto formado por la captura de un neutrón. Hay una reacción bien conocida (n,p), en la cual neutrones lentos son capturados, la reacción (n,p) en nitrógeno. Algunos ejemplos de reacciones entre partículas cargadas y neutrones lentos son:



El helio tiene una abundancia natural en % de 0.00013⁽²⁾ y la sección eficaz para la reacción (n,p) es de 5327 barns⁽²⁾, y el Li⁶ tiene una abundancia natural en % de 7.52 y una sección eficaz (n, α) de 940⁽⁹⁾ barns para neutrones térmicos. Otra reacción neutrón lento-partícula cargada de importancia es ¹⁰B(n, α)⁷Li representando un medio común para detectar neutrones lentos por conteo de partículas alfa. El ¹⁰B es muy útil para detectar neutrones lentos, porque aparte de tener una sección eficaz grande por captura de neutrones térmicos, la sección eficaz sigue la ley 1/v para un rango de energías del neutrón arriba de 10⁴ eV.

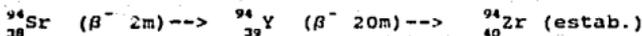
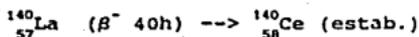
Los núcleos pesados (A>200) pueden dividirse en dos o más núcleos con pesos atómicos y números de masa más bajos seguidos por la emisión de varios neutrones y fotones gamma. Este fenómeno llamado fisión, de símbolo (n,f) puede ocurrir solamente si la energía liberada en la captura neutrónica excede del potencial de superficie que sostiene al núcleo unido. La energía de umbral de fisión (E_f) depende de la masa nuclear⁽²⁾:

$$E_f = 0.18A^{(2/3)} [5.2 - 0.117(Z/A)] \text{ MeV}$$

para $(Z^2/A) > 44.5$, $E_f < 0$ lo cual es condición para la fisión espontánea. Donde A es el número másico, Z el número atómico y E_f es la energía umbral de fisión.

Con el aumento en el valor de (Z^2/A) la probabilidad de fisión crece. La fisión puede ser inducida por neutrones térmicos y rápidos. Por ejemplo la fisión de núcleos ²³²U, ²³³U, ²³⁵U, ²³⁹U y ²⁴¹Am pueden ser inducidos por neutrones térmicos y lentos, mientras que los núcleos de ²³²Th, ²³¹Pa y ²³⁸U sufren fisión solo con neutrones rápidos. La fisión

de un núcleo como regla libera dos (y raramente tres) núcleos ligeros y dos o tres neutrones. La medida y el carácter químico de m s de 200 productos de fisión se determinan por los siguientes límites $72 < A < 158$ y $30 < Z < 63$. Los productos de fisión tienen un exceso de neutrones sufriendo sucesivos decaimientos beta para alcanzar su estabilidad. Por ejemplo los productos de fisión más frecuentes del ^{235}U comienzan a ser estables después de los siguientes procesos de decaimiento isobárico:



la energía de 200 MeV liberada en varios procesos de fisión esta repartido como sigue:

Energía cinética de productos de fisión	160 MeV
Energía cinética de neutrones	5 MeV
Energía de radiación gamma	5 MeV
Energía de productos de fisión	20 MeV
Otros tipos de energía	10 MeV

El ^{252}Cf ($t = 2.64\text{a}$) puede usarse como una fuente de neutrones, presenta un decaimiento alfa, se fisiona con una probabilidad de 3.1% produciendo 3.76 neutrones por evento. 1mg. de ^{252}Cf emite $2.28 \cdot 10^9$ neutrones/segundo.

CAPITULO II

METODO POR ACTIVACION PARA MEDIR LA SECCION EFICAZ

2.1 INTRODUCCION

El método por activación nos da un proceso rápido y altamente sensible. El método por activación se basa en el hecho de que cualquier elemento puede ser bombardeado con partículas nucleares o rayos gamma para producir un isótopo radiactivo. El radioisótopo así formado se puede identificar por la energía y la vida media de la radiación nuclear emitida, que son características del elemento en particular.

Se pueden en general usar como proyectiles partículas cargadas, neutrones o rayos gamma, sin embargo, el uso de partículas cargadas esta limitado por su pequeña penetración debido a la barrera de potencial. Los rayos gamma deben tener energías mayores de 1.5 MeV para ser de utilidad, por lo tanto el neutrón es el proyectil más útil en el método por activación.

No es posible obtener neutrones directamente por proceso de ionización (como en el caso de protones, deuterones o partículas alfa) y es necesario producirlos por reacciones nucleares o por fisión.

Principio de activación por neutrones: El método consiste en la irradiación de una muestra con un flujo de neutrones, que después de producir distintas reacciones nucleares convierte a algunos elementos de la muestra en núcleos radiactivos.

Estos núcleos decaen con la emisión de radiación característica en un tiempo determinado. El espectro de energías y la vida media permiten la identificación de los elementos presentes en la muestra.

El problema básico del análisis por activación está en determinar tres cantidades dadas: flujo de neutrones, sección eficaz y cantidad de átomos específicos en la muestra. En donde para obtener alguno de los tres componentes anteriormente mencionados, es necesario conocer los dos restantes, es decir si se quiere obtener la sección eficaz es necesario conocer el flujo y la cantidad de átomos específicos en la muestra, y la ecuación que se utiliza para tal cálculo es la siguiente⁽¹¹⁾:

$$A = N \phi \sigma [1 - e^{-(\lambda t_1)}] e^{-(\lambda t_e)} [1 - e^{-(\lambda t_d)}] c \quad (1)$$

Donde:

- A = actividad inducida al final de la irradiación (des/seg)
- N = número de átomos blancos presentes
- ϕ = flujo de irradiación (neutrones/cm²seg)
- σ = sección eficaz de activación en barn (1b = 10⁻²⁴cm²)
- λ = constante de decaimiento
- t₁ = tiempo de irradiación
- t_e = tiempo de enfriamiento
- t_d = tiempo de detección
- c = eficiencia del detector

cuando la muestra a analizar se irradia a saturación, el factor [1 - e^{-(λt₁)}] se aproxima a 1 en forma asintótica.

2.2 SECCION EFICAZ (σ)

Cuando radiación incide en la materia puede o no interactuar con una o más partículas blanco. Algunos factores que influyen en la interacción son: la intensidad y rango de la fuerza de interacción, la medida y estructura de las partículas blanco e incidentes y el tipo de interacción que se lleva a cabo.

La sección eficaz está definida como una área cuya magnitud es proporcional a la probabilidad de interacción. Puede imaginarse que es una área efectiva alrededor de la partícula blanco, en la dirección de incidencia a la radiación o como la sección del área efectiva de un volumen esférico centrado en la partícula blanco. Una interacción toma lugar, si la radiación incidente llega dentro de esta área, esto es un modelo clásico. Puede considerarse en primera instancia, un pequeño espesor de material dx , conteniendo n partículas blanco por unidad de volumen, cada uno con una sección eficaz σ . dx es bastante pequeña para asegurar que no se traslapen, así que si la radiación incide normalmente en la materia, entonces el área expuesta A del área interactiva total es $n\sigma A dx$. En este caso la fracción de radiación que sufre una interacción P está dada por⁽⁴⁾:

$$P = \text{área interaccionada} / \text{área expuesta}$$

$$P = (n\sigma A dx) / A = n\sigma dx$$

Esto incluye efectos de energía, teniendo un valor de cero para energías incidentes menores que la energía umbral de una reacción nuclear. En general esta es una propiedad de la radiación, así como del blanco. Por ejemplo, el mismo material blanco generalmente tiene diferentes secciones eficaces para diferentes tipos de interacción de la radiación incidente, y cada una es función de la energía y tipo de

radiación:

$$\sigma_t = \sigma_a + \sigma_e + \sigma_i$$

σ_t = absorción + dispersión elástica + dispersión inelástica

2.3 METODO PARA MEDIR SECCIONES EFICACES

Se considera que para las reacciones (n,α) , (n,p) , (n,γ) y $(n,2n)$ no hay un método simple para determinar la sección eficaz de todas ellas.

1) Para muchas reacciones (n,α) , (n,γ) con neutrones lentos ejemplo: con el ^{10}B , las secciones eficaces pueden calcularse por experimentos de transmisión, en el cual el arreglo es el siguiente:



$$Z^* = Z^0 \exp(-N \sigma D)$$

donde Z^+ = velocidad de conteo del detector sin muestra

Z^0 = velocidad de conteo del detector con muestra

D = espesor de la muestra

N = número de átomos del blanco

σ = sección eficaz

2) La sección eficaz para reacciones que absorben al neutrón se puede determinar usando métodos integrales, los cuales están basados en la medida de la activación, con pruebas cuya σ depende de una de las energías características del núcleo blanco activado.

3) En reacciones que dejan al núcleo residual en estado estable, el rendimiento (y por consecuencia su sección eficaz) puede determinarse por análisis con espectrometría de masas. Este método se aplica en pocos casos.

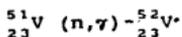
4) Cuando la reacción deja al núcleo residual radiactivo la sección eficaz puede calcularse al medir la actividad de dicho núcleo. Por ejemplo si un núcleo blanco es bombardeado con neutrones, su actividad puede determinarse por el cálculo de la cantidad de rayos gamma, electrones o positrones que el núcleo emite para desexcitarse mediante la ecuación (1).

5) Si es posible incorporar a la sustancia blanco un gas tal como el ^3He o un componente de un cristal de centelleo tal como CsI o LiI en un detector, las reacciones tales como (n,p) y (n,α) pueden estudiarse observando directamente los pulsos del espectro provenientes del detector.

6) La sección eficaz debida a captura radiactiva puede determinarse por observación directa de la radiación gamma obtenida por el bombardeo de un blanco por un neutrón. Debido a que el compuesto excitado al pasar directamente al estado estable puede producir varias reacciones intermedias, el espectro de las energías gamma es complejo.

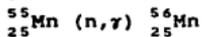
**2.4 REACCIONES NUCLEARES POSIBLES AL
HACER INCIDIR NEUTRONES TERMICOS
SOBRE DIFERENTES METALES PARA
OBTENER RADIOISOTOPOS DE VIDA
MEDIA CORTA**

VANADIO



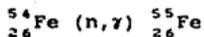
Energía del neutrón :	0.025 eV
Abundancia :	99.76 %
Vida media :	3.76 m
Sección eficaz :	10.02 b ⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ , 5.1 b ⁽¹³⁾
Energía del rayo γ	
de activación :	1.43 MeV (100%)

MANGANESO

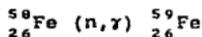


Energía del neutrón :	0.025 eV
Abundancia :	100.0 %
Vida media :	2.58 h
Sección eficaz :	13.0 b ⁽¹⁴⁾ , 16.0 b ⁽¹⁵⁾
Energía del rayo γ	2.86, 1.05, 1.81(29%), 2.11(15%),
de activación :	0.845(98.87%) MeV

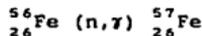
FIERRO



Energía del neutrón :	0.025 eV
Abundancia :	5.84 %
Vida media :	2.70 a
Sección eficaz :	2.5 b ⁽¹⁴⁾
Energía del rayo γ	
de activación :	E.C., Rayos X del Mn

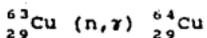


Energía del neutrón :	0.025 eV
Abundancia :	0.31 %
Vida media :	45.60 h
Sección eficaz :	1.1 b ⁽⁵⁾
Energía del rayo γ	
de activación :	1.099(56%), 1.29(44%)

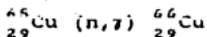


Energía del neutrón :	0.025 eV
Abundancia :	91.68 %
Vida media :	ESTABLE
Sección eficaz :	2.6 b ⁽³⁾ , 13.5 b ⁽⁵⁾ , 2.7 b ⁽⁹⁾

COBRE

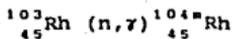


Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 69.1 %
 Vida media : 12.8 h
 Sección eficaz : 4.3 b⁽¹⁴⁾, 10.0 b⁽¹⁶⁾, 4.5 b⁽²⁾
 Energía del rayo γ
 de activación : 0.511(35.74%), 0.66 MeV

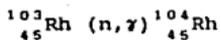


Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 30.9 %
 Vida media : 5.1 m
 Sección eficaz : 2.1 b⁽¹⁴⁾, 2.3 b⁽²⁰⁾
 Energía del rayo γ
 de activación : 1.04 (9%), 2.63 MeV

RODIO

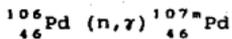


Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 100.00 %
 Vida media : 4.4 m
 Sección eficaz : 800.0 b ⁽⁵⁾
 Energía del rayo γ : Rayos X Rh, 0.51(47%), 0.078(2.5%)
 de activación : 0.097 (2.6%) MeV

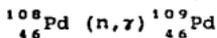


Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 100.00 %
 Vida media : 43.0 s
 Sección eficaz : 40.0 b ⁽²⁾
 Energía del rayo γ
 de activación : 0.567 (2%), 1.24V(0.13%) MeV

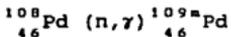
PALADIO



Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 27.33 %
 Vida media : 44.0 s
 Sección eficaz : 0.29 b ⁽²⁾
 Energía del rayo γ
 de activación : Rayos 9X Pd, 60.21(1%) MeV

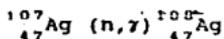


Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 26.71 %
 Vida media : 43.0 s
 Sección eficaz : 13.47 b ⁽²⁾
 Energía del rayo γ
 de activación : Rayos X Ag, 0.088(5%) MeV

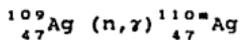


Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 26.71 %
 Vida media : 4.69 m
 Sección eficaz : 12.0 b ⁽²⁾
 Energía del rayo γ
 de activación : Rayos X Pd, 0.188(58%) MeV

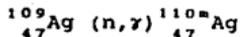
PLATA



Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 51.35 %
 Vida media : 2.42 m
 Sección eficaz : 35.0 b⁽¹⁴⁾, 66.0 b⁽¹⁷⁾
 Energía del rayo γ : Rayos X Pd, 0.434(0.45%), 0.511
 de activación (0.56%), 0.6329(1.74%) MeV

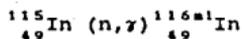


Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 48.65 %
 Vida media : 255.0 d
 Sección eficaz : 89.0 b⁽⁷⁾
 Energía del rayo γ : 0.685 (96%), 0.68 (16%), 0.764
 de activación (23.0%), 0.885(71.0%) MeV



Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 51.35 %
 Vida media : 24.4 s
 Sección eficaz : 89.0 b⁽⁷⁾
 Energía del rayo γ : 0.658 (4.5%) MeV
 de activación (0.56%), 0.6329(1.74%) MeV

INDIO

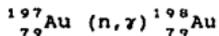


Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 95.77 %
 Vida media : 54.0 m
 Sección eficaz : 154.0 b ⁽⁷⁾
 Energía del rayo γ : 0.417 (27.8%), 1.097 (55.34%),
 de activación : 1.29 (84.5%) MeV



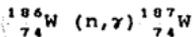
Energía del neutrón : 0.025 eV
 Abundancia : 95.77 %
 Vida media : 2.16 s
 Sección eficaz : 45.0 b ⁽⁷⁾
 Energía del rayo γ
 de activación : 0.164 MeV

ORO



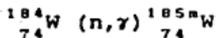
Energía del neutrón :	0.025 eV
Abundancia :	100.0 %
Vida media :	2.7 d
Sección eficaz :	98.0 b ⁽¹⁶⁾ , 100.5 b ⁽¹⁸⁾
Energía del rayo γ de activación :	0.412(95.51%) MeV

WOLFRAMIO (TUNGSTENO)



Energía del neutrón :	0.025 eV
Abundancia :	28.40 %
Vida media :	24.0 h
Sección eficaz :	34.0 b ⁽¹⁴⁾ , 11.4 b ⁽¹⁹⁾ , 37.8 b ⁽⁶⁾
Energía del rayo γ de activación :	0.061(13.7%), 0.1795(23.35%), 0.6858 (29.16%) 0.134(9.46%) MeV

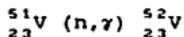
WOLFRAMIO (TUNGSTENO)



Energía del neutrón :	0.025 eV
Abundancia :	30.60 ‰
Vida media :	1.68 m
Sección eficaz :	0.1 b ⁽¹⁴⁾
Energía del rayo γ de activación :	Rayos X de W, 0.075, 0.01 MeV

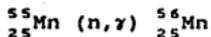
**2.5 REACCIONES NUCLEARES POSIBLES
AL HACER INCIDIR NEUTRONES EPITERMICOS
SOBRE DIFERENTES METALES
PARA OBTENER RADIOISOTOPOS DE VIDAS
MEDIAS CORTAS**

VANADIO



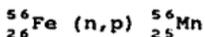
Energía del neutrón :	1 ⁽¹⁾ , 40 ⁽²⁾ , 70 ⁽²⁰⁾ , 100 ⁽²⁰⁾ eV
Abundancia :	99.76 %
Vida media :	3.76 m
Sección eficaz :	6.0, 5.3, 5.5, 5.65 b
Energía del rayo γ :	1.43 MeV (100%)
de activación	

MANGANESO



Energía del neutrón :	1 ⁽¹⁾ , 10 ⁽¹⁾ , 20 ⁽³⁾ , 50 ⁽³⁾ , 100 ⁽³⁾ eV
Abundancia :	100.0 %
Vida media :	2.58 h
Sección eficaz :	4.3, 2.9, 3.1, 3.4, 4.8 b
Energía del rayo γ :	2.86, 1.05, 1.81(29%), 2.11(15%),
de activación	0.845(98.87%) MeV

FIERRO



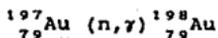
Energía del neutrón :	$1^{(21)}, 10^{(21)}, 50^{(21)}, 100^{(21)}$ eV
Abundancia :	91.68 %
Vida media :	2.58 h
Sección eficaz :	11.5, 11.5, 11.5, 11.5 b
Energía del rayo γ :	1.811(29%), 2.11(15%), 0.845(98.87%) MeV
de activación	

COBRE



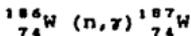
Energía del neutrón :	$1^{(6)}, 10^{(6)}, 50^{(6)}, 100^{(10)}$ eV
Abundancia :	69.1 %
Vida media :	12.8 h
Sección eficaz :	8.17, 7.9, 7.4, 7.2 b
Energía del rayo γ :	0.511(35.74%), 0.66 MeV
de activación	Rayos X Ni

ORO



Energía del neutrón : $1^{(21)}$, $10^{(21)}$, $50^{(21)}$, $100^{(21)}$ eV
 Abundancia : 100.0 %
 Vida media : 2.7 d
 Sección eficaz : 30.0, 20.0, 0.0, 11.0 b
 Energía del rayo γ : 0.412(95.51%) MeV
 de activación

WOLFRAMIO (TUNGSTENO)



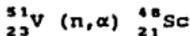
Energía del neutrón : $1^{(3)}$, $17^{(3)}$, $50^{(3)}$, $100^{(3)}$ eV
 Abundancia : 28.40 %
 Vida media : 24.0 h
 Sección eficaz : 8.0, 10.5, 24.0, 18.5 b
 Energía del rayo γ : 0.061(13.7%), 0.1795(23.35%), 0.685(29.5%)
 de activación : 0.134(9.46%) MeV

**2.6 REACCIONES NUCLEARES POSIBLES
AL HACER INCIDIR NEUTRONES RAPIDOS
SOBRE DIFERENTES METALES
PARA OBTENER RADIOISOTOPOS DE VIDA
MEDIA CORTA**

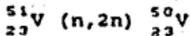
VANADIO



Energía del neutrón : 1⁽²⁰⁾, 2⁽²⁰⁾, 3⁽²⁰⁾, 5⁽²⁰⁾, 6⁽²⁰⁾ eV
 Abundancia : 99.76 %
 Vida media : 5.80 m
 Sección eficaz : 6.8, 8.9, 17, 9.0, 105 b
 Energía del rayo γ : 0.32(92.9%), 0.9286 (6.07%) MeV
 de activación

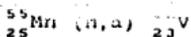


Energía del neutrón : 11.5⁽⁷⁾, 14⁽⁷⁾, 14.1⁽⁷⁾, 14.5⁽⁷⁾,
 14.9⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 99.76 %
 Vida media : 44.0 h
 Sección eficaz : 0.08, 30, 15, 17, 19 mb
 Energía del rayo γ : 0.9835(100%), 1.0375(97.5%), 1.31(100%) MeV
 de activación

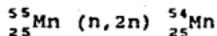


Energía del neutrón : 14⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 99.76 %
 Vida media : $4 \cdot 10^4$ a
 Sección eficaz : 660.0 mb
 Energía del rayo γ : EC
 de activación

MANGANESO

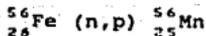


Energía del neutrón : $1^{(20)}$, $4^{(20)}$, $6^{(20)}$ MeV
 Abundancia : 100.0 %
 Vida media : 3.75 m
 Sección eficaz : 35.0, 16.5, 9.4 b
 Energía del rayo γ : 1.43(100%) MeV
 de activación



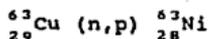
Energía del neutrón : $14^{(7)}$, $14.1^{(7)}$, $14.5^{(7)}$, $14.9^{(7)}$ MeV
 Abundancia : 100.0 %
 Vida media : 290.0 d
 Sección eficaz : 900.0, 855.0, 890.0, 850.0 mb
 Energía del rayo γ : 0.8348(99.97%) MeV
 de activación

FIERRO

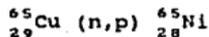


Energía del neutrón : $1^{(20)}$, $4^{(20)}$, $6^{(20)}$, $10^{(22)}$ MeV
 Abundancia : 91.68 %
 Vida media : 2.58 h
 Sección eficaz : 2.2, 6.3, 6.4, 4.10 b
 Energía del rayo γ : 1.811(29%), 2.11(15%), 0.845(98.87%) MeV
 de activación

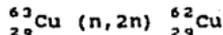
COBRE



Energía del neutrón : 14.0⁽¹⁴⁾, 14.1⁽⁷⁾, 14.5⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 69.1 %
 Vida media : 92.0 a
 Sección eficaz : 120.0, 118.0, 116 mb
 Energía del rayo γ : 0.07 MeV
 de activación

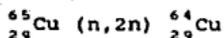


Energía del neutrón : 14.0⁽¹⁴⁾, 14.1⁽⁷⁾, 14.5⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 30.9 %
 Vida media : 2.56 h
 Sección eficaz : 19.0, 24.0, 23.0 mb
 Energía del rayo γ : 0.368(4.5%), 1.115(16%), 1.48(25%) MeV
 de activación



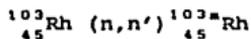
Energía del neutrón : 1.0⁽²⁰⁾, 2.0⁽²⁰⁾, 4.0⁽²⁰⁾, 6.0⁽²⁰⁾ MeV
 Abundancia : 69.1 %
 Vida media : 10.0 m
 Sección eficaz : 5.9, 22.5, 8.0, 11.5 b
 Energía del rayo γ : 0.511(195.64%), 0.66(2%), 1.98(1%) MeV
 de activación

COBRE

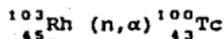


Energía del neutrón : 14.0⁽¹⁴⁾, 14.1⁽⁷⁾, 14.5⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 30.9 %
 Vida media : 12.8 h
 Sección eficaz : 1.1 b, 913.0 mb, 956 mb
 Energía del rayo γ : Rayos X Ni, 0.511(38%), 1.34(0.5%) MeV
 de activación

RODIO

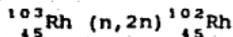


Energía del neutrón : 0.8⁽¹¹⁾ MeV
 Abundancia : 100.0 %
 Vida media : 57.0 m
 Sección eficaz : 733.0 mb
 Energía del rayo γ : Rayos X Rh, 0.202(4.18%) MeV
 de activación



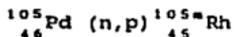
Energía del neutrón : 14.0⁽¹⁴⁾, 14.9⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 100.0 %
 Vida media : 15.7 s
 Sección eficaz : 0.6 b, 11 mb
 Energía del rayo γ : 0.54, 0.60 MeV
 de activación

RODIO

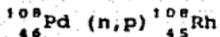


Energía del neutrón : 14.1⁽⁷⁾, 14.5⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 100.0 %
 Vida media : 206.0 d
 Sección eficaz : 383.0, 400.0 mb
 Energía del rayo γ : Rayos X Ru, 0.475(57%), 0.511(25%),
 de activación 0.628(4%) MeV

PALADIO

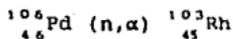


Energía del neutrón : 14.9⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 22.23 %
 Vida media : 45.0 s
 Sección eficaz : 23.0 mb
 Energía del rayo γ : Rayos X Rh, 0.2021(22.48%) MeV
 de activación



Energía del neutrón : 14.5⁽⁷⁾, 14.9⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 26.71 %
 Vida media : 17.0 s
 Sección eficaz : 8.0, 9.0 mb
 Energía del rayo γ : 0.434(43%), 0.51(10%), 0.62(22%) MeV
 de activación

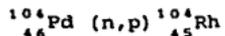
PALADIO



Energía del neutrón : 14.5⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 27.33 %
 Vida media : 39.5 d
 Sección eficaz : 5.6 mb
 Energía del rayo γ : 0.497(88.9%) MeV
 de activación

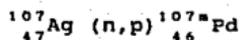


Energía del neutrón : 14.1⁽⁷⁾ , 14.5⁽⁷⁾ , 14.9⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 26.71 %
 Vida media : 4.4 h
 Sección eficaz : 2.6, 2.6, 2.6 mb
 Energía del rayo γ : 0.263(6%), 0.316(11.7%), 0.469(17.5) MeV
 de activación

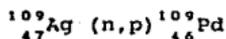


Energía del neutrón : 14.0⁽¹⁴⁾ MeV
 Abundancia : 10.97 %
 Vida media : 44.0 s
 Sección eficaz : 31.0 b
 Energía del rayo γ : Rayos X Ru, 0.56(2%), 1.24(13%) MeV
 de activación

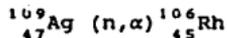
PLATA



Energía del neutrón : 14.9⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 51.35 %
 Vida media : 21.0 s
 Sección eficaz : 15.0 mb
 Energía del rayo γ : Rayos X Pd, 0.21 MeV
 de activación

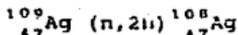


Energía del neutrón : 14.1⁽⁷⁾, 14.5⁽⁷⁾, 14.9⁽⁷⁾, 14.0⁽¹⁴⁾ MeV
 Abundancia : 48.65 %
 Vida media : 13.5 h
 Sección eficaz : 11.0, 13.0, 15.0, 12.5 mb
 Energía del rayo γ : 0.17, 0.99, 0.503(0.13%), 0.64(0.1%) MeV
 de activación



Energía del neutrón : 14.9⁽⁷⁾, 14.0⁽¹⁴⁾ MeV
 Abundancia : 48.65 %
 Vida media : 2.2 h
 Sección eficaz : 12.0, 10.0 mb
 Energía del rayo γ : 0.406(18%), 0.451(35%), 0.512(88%),
 de activación : 0.616(29%), 0.735(41%), 0.82(35%) MeV

PLATA



Energía del neutrón : 14.0⁽¹⁴⁾, 14.1⁽⁷⁾, 14.5⁽⁷⁾, 14.9⁽⁷⁾ MeV
 0.2⁽¹¹⁾, 1.0⁽¹¹⁾, 6.0⁽¹¹⁾ MeV

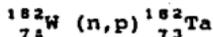
Abundancia : 48.65 %

Vida media : 2.4 m

Sección eficaz : 800.0, 740.0, 740.0, 740.0 mb
 0.235, 0.18, 0.096 b

Energía del rayo γ : Rayos X Pd, 0.434(0.45%), 0.511(0.56%),
 de activación 0.632(1.74%), 082(35%) MeV

WOLFRAMIO (TUNGSTENO)



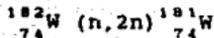
Energía del neutrón : 14.1⁽⁷⁾ MeV

Abundancia : 26.41 %

Vida media : 115.0 d

Sección eficaz : 2.3 mb

Energía del rayo γ : 0.067(42.35%), 0.067, 1.22(27.05%) MeV
 de activación



Energía del neutrón : 14.9⁽⁷⁾ MeV

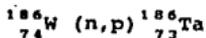
Abundancia : 26.41 %

Vida media : 130.0 d

Sección eficaz : 2.23 b

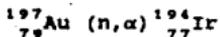
Energía del rayo γ : 0.0081(22.3%), 0.0575(32.62%) MeV
 de activación

WOLFRAMIO (TUNGSTENO)

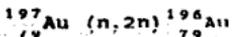


Energía del neutrón : 1.0⁽²³⁾, 0.6⁽²³⁾, 14.0⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 28.40 %
 Vida media : 10.0 m
 Sección eficaz : 0.07 b, 5.4 b, 3.0 mb
 Energía del rayo γ : 0.34, 0.077, 0.67 MeV
 de activación

ORO

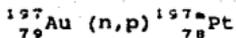


Energía del neutrón : 14.0⁽¹⁵⁾, 14.5⁽⁷⁾, 14.9⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 100.0 %
 Vida media : 19.0 h
 Sección eficaz : 0.5, 0.35, 0.45 mb
 Energía del rayo γ : 0.328(13.1%), 0.2935(2.5%) MeV
 de activación



Energía del neutrón : 14.0⁽¹⁴⁾, 14.1⁽⁷⁾, 14.5⁽⁷⁾, 14.9⁽⁷⁾ MeV
 Abundancia : 100.0 %
 Vida media : 6.2 d
 Sección eficaz : 2.6, 2.4, 2.3, 2.25 b
 Energía del rayo γ : Rayos X Pt, 0.357(87.7%), 0.33(23.07%) MeV
 de activación

ORO



Energía del neutrón : 14.0⁽¹⁴⁾, 1⁽²³⁾, 4.⁽²³⁾ MeV
 Abundancia : 100.0 %
 Vida media : 80.0 m
 Sección eficaz : 2.4 mb, 5.2, 7.0 b
 Energía del rayo γ : Rayos X Pt, 0.066(23.2%), 0.0094(48.30%) MeV
 de activación

CAPITULO III

PARTE EXPERIMENTAL

En este capítulo se describe la medida de las secciones eficaces para: V, Mn, Cu, Fe, Au, W, Pd, Rh y Ag, para lo cual se utilizó el método por activación.

1.1 CARACTERISTICAS DE LA FUENTE DE NEUTRONES

Para irradiar las láminas se utilizó una fuente de Am-Be la cual se muestra en la figura 11, y cuyas características específicas son:

Actividad	: 5 Ci (185 GBq)
Intensidad	: $1.1 \cdot 10^7$ neutrones/seg.
Emisión de n/seg. Ci	: $2.2 \cdot 10^6$ /Ci
Vida media	: 433 años
Tipo de decaimiento	: α (100%)

En la figura 1 se muestra el espectro de neutrones que se obtiene de la fuente Am-Be, con el cual se obtuvo la energía promedio de los neutrones, mediante la división del mismo en un histograma.

Se tomaron intervalos de energías de 0.25 MeV multiplicandolo por el número de neutrones provenientes del espectro para tal energía y dividiendolo entre el número total de neutrones.

Se utilizó la siguiente ecuación:

$$\bar{E} = (\Sigma nE) / \Sigma n$$

donde:

E = Energía en el intervalo seleccionado

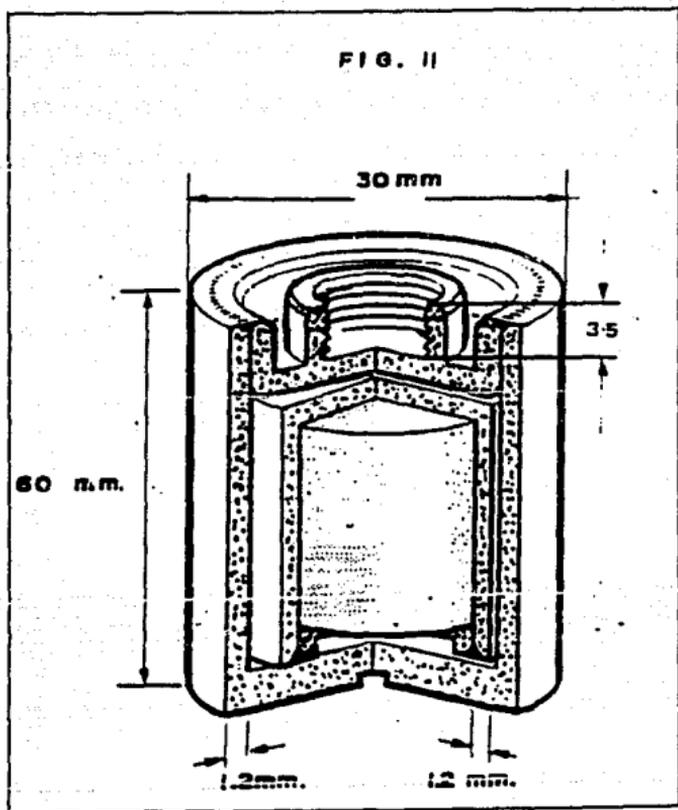
n = número de neutrones a esa energía

Σn = número total de neutrones

Obteniendo que la energía promedio será de:

$$\bar{E} = 22.87587 / 5.4755 = 4.177 \text{ MeV}$$

FUENTE DE Am-Be



3.2 ARREGLO EXPERIMENTAL

Para el diseño del arreglo experimental, se uso un recipiente de plástico cuyas dimensiones son de 76 cm. de altura y 50 cm. de diámetro, al que se le introdujo un bloque de parafina a la mitad del mismo de 7 cm. de altura. A dicha parafina, se le realizaron las siguientes modificaciones : una cavidad a la mitad para introducir la fuente, y longitudinalmente se le hicieron ranuras, teniendo una distancia entre ellas de 1 cm, para colocar dentro de las mismas las láminas a analizar.

Una vez colocada la parafina dentro del recipiente se lleno con agua para termalizar los neutrones.

En la figura 12 se muestra el arreglo experimental.

La irradiación de las láminas a analizar se realizó con neutrones térmicos, epitérmicos y rápidos, para obtener los neutrones epitérmicos se utilizaron filtros de cadmio y en el caso de neutrones rápidos se pusieron las láminas frente a la fuente. Para irradiar las láminas con neutrones térmicos primero se buscó la distancia óptima a la que se obtuviera el mayor número de neutrones térmicos, lo cual se realizó con una lámina de Indio a distintas distancias con respecto a la fuente, obteniendose que la distancia ideal es de 13 cm.

En la tabla A se pueden observar los valores obtenidos a las diferentes distancias y verlo gráficamente en la figura 13.

TABLA A

RANURA	cpm
3a	7506
5a	7493
7a	7450
9a	6843
11a	7260
13a	7584
15a	7168
17a	6517
19a	6499
21a	6300

3.3 DETERMINACION DE LAS VIDAS MEDIAS DE LAS REACCIONES A OBTENER

Para asegurarnos que las reacciones a analizar son las deseadas, se siguió la vida media del elemento esperado para lo cual teniendo las cpm obtenidas con el detector se realizó el cálculo utilizando regresión lineal. A continuación se muestran algunas de las vidas medias obtenidas; en la figura 14 es para el Indio, en la 15 para el Cobre y en la 16 la del Manganeso. En la tabla B se muestran las vidas medias obtenidas contra las dadas en la literatura.

3.4 OBTENCION DE LAS SECCIONES EFICACES

Para analizar las muestras, una vez que han sido irradiadas se utilizó un detector de NaI(Tl) de 3"x 3" en donde el arreglo se muestra en la figura 17.

Una vez determinada la vida media de cada uno de los elementos a analizar, se prosiguió a medir las secciones eficaces por irradiación con neutrones de diferentes energías.

En el caso de los neutrones epitérmicos se utilizaron filtros para obtener neutrones con energías del rango de 1-100 keV, y para el caso de los neutrones rápidos se colocaron las láminas frente a la fuente, eliminando el moderador.

Las secciones eficaces se calcularon a partir de la ecuación (1) mostrada anteriormente.

En las tablas C, D y E se comparan las secciones eficaces obtenidas contra aquellas reportadas en la literatura para neutrones térmicos, epitérmicos y rápidos.

En la figura 18, 19 y 20 se muestran algunos de los espectros obtenidos.

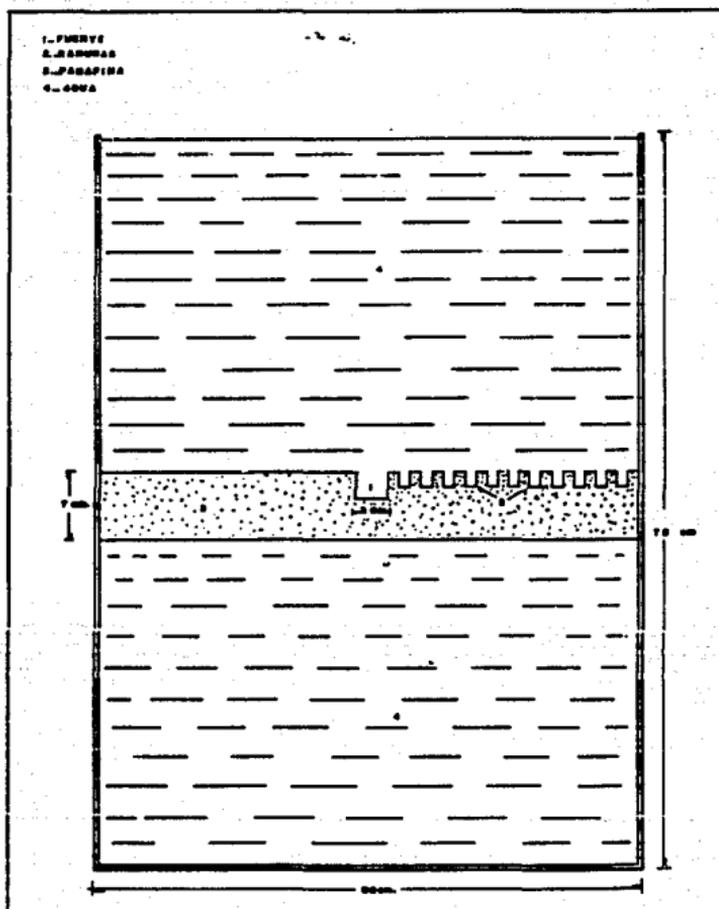
Para los cálculos de las secciones eficaces se tomaron en cuenta las siguientes consideraciones:

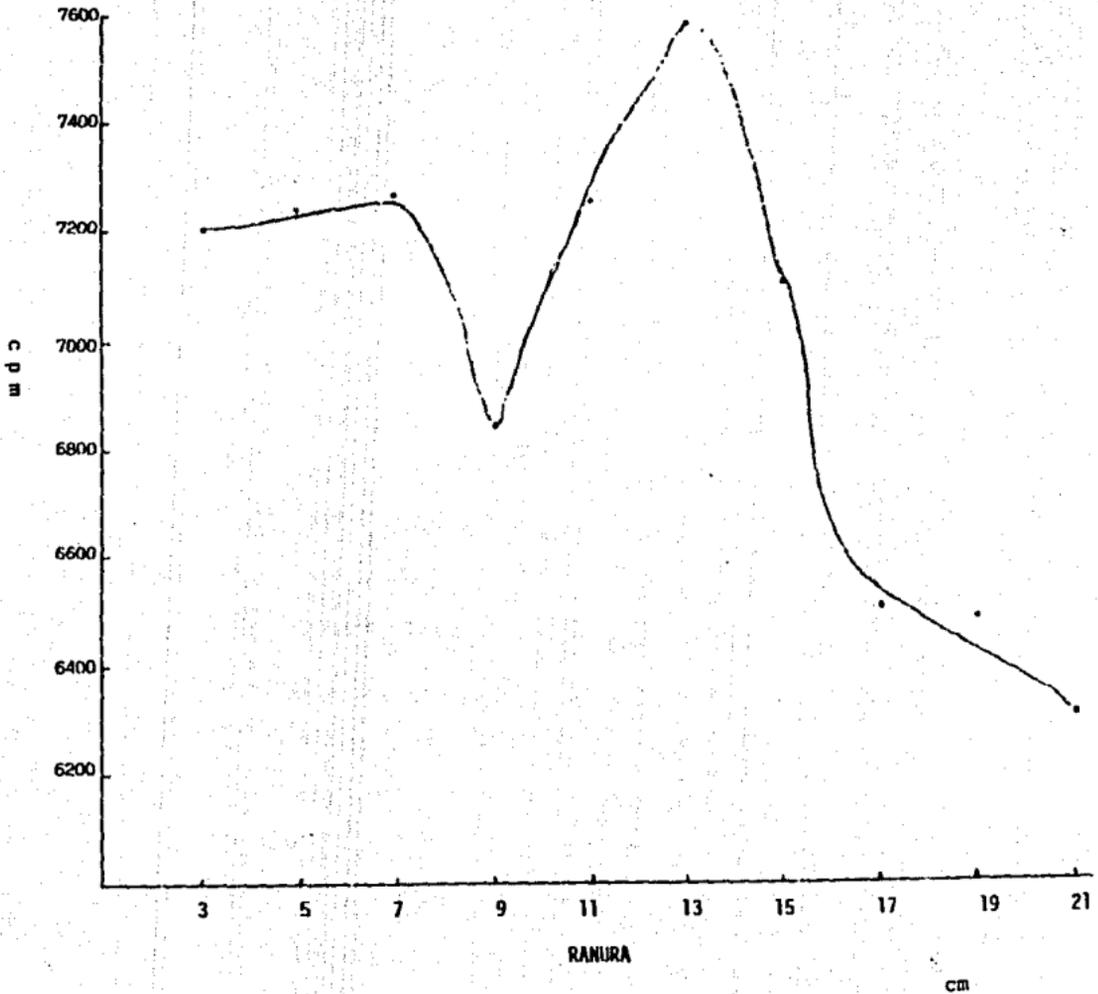
- Las láminas fueron irradiadas a saturación
- Se hizo el cálculo de activación para tiempo de enfriamiento de 0

- Para aquellas reacciones en donde el radionúclido resultante de la irradiación tiene una vida media corta, el tiempo de detección utilizado fue menor a una vida media.
- Se tomó en cuenta la eficiencia del detector, la cual en el caso del NaI(Tl) se muestra en la figura 21. Para la obtención de dicha gráfica se partió de la curva de eficiencia dada para 1, 5, 10 y 20 cm. de distancia entre la lámina irradiada y el detector⁽²⁵⁾ y posteriormente se hizo la extrapolación a la distancia en que se realizó el experimento que fue de 0.1 cm.
- En el caso de la obtención de la sección eficaz del Rh usando neutrones rápidos, se utilizó para la medición un detector de Ge hiperpuro. En este caso se observaron los rayos X, para lo cual se usó la eficiencia del detector de Ge hiperpuro que se muestra en la figura 22⁽²⁶⁾.
- Para el cálculo del flujo de neutrones se obtuvieron las cuentas al hacer irradiar indio a 13 cm. de la fuente mediante el arreglo experimental mostrado en la figura 12, y conociendo su sección eficaz, tiempo de irradiación, tiempo de enfriamiento, tiempo de detección, la eficiencia del detector y las características de la lámina de indio se conoció tal flujo mediante la ecuación 1, siendo éste de $0.637 \cdot 10^6$ n/cm²seg. En donde la sección eficaz del indio utilizada es de 166 b⁽³⁾, la eficiencia del detector para este caso es de 0.29, el número de átomos de la lámina usada es de $2.778 \cdot 10^{21}$ y las desintegraciones obtenidas fueron de 85213 .

ARREGLO EXPERIMENTAL

FIGURA 12





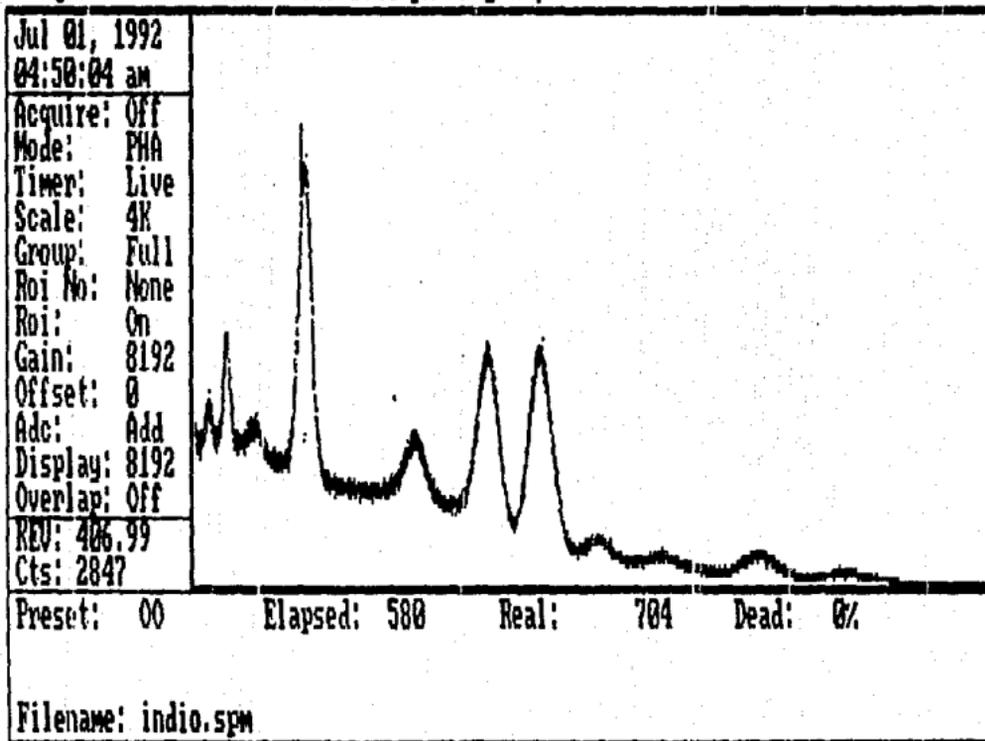
OBTENCION DEL MAYOR NUMERO DE NEUTRONES TERMICOS, EN FUNCION DE LA DISTANCIA

FIGURA 13

(Alt) Help File Calc Setup Options Mode Quit

268X

Acquire Start Time: 12:36:25 pm Aug 05, 1990

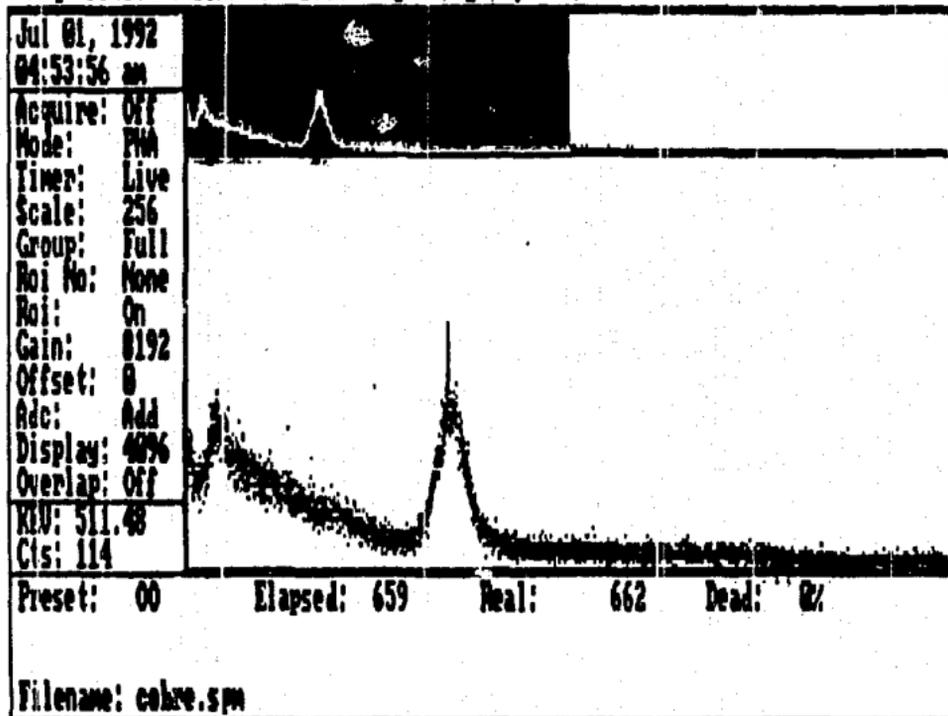


F1-Acquire F2-Erase F3-Preset F4-Expand F5-Ident F6-Load F7-Save Esc-R01

(Alt) Help File Calc Setup Options Mode Quit

258K

Acquire Start Time: 12:24:16 pm Aug 05, 1990

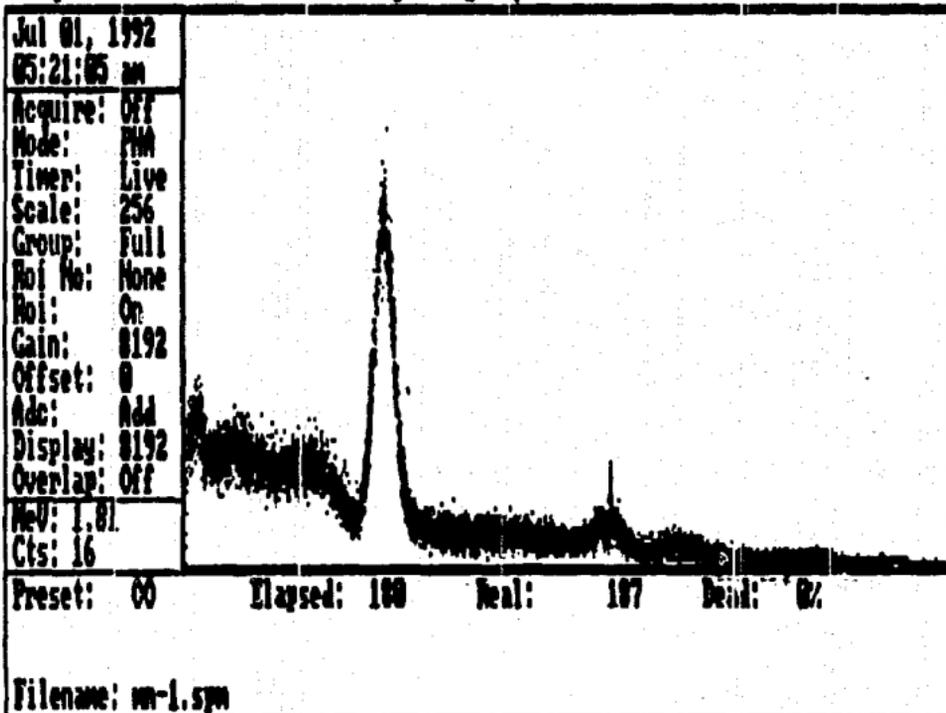


F1-Acquire F2-Erase F3-Preset F4-Expand F5-Ident F6-Load F7-Save Esc-R01

(Alt) Help File Calc Setup Options Mode Quit

268K

Acquire Start Time: 4:39:10 pm May 26, 1992



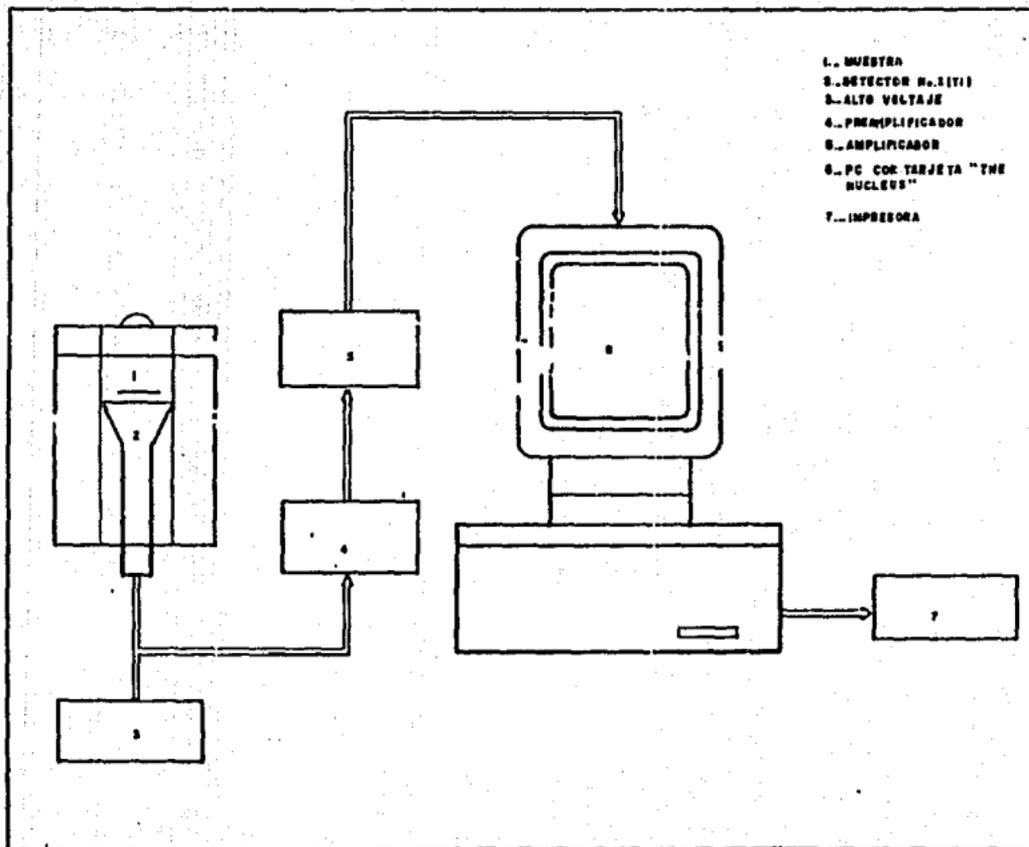
F1-Acquire F2-Erase F3-Preset F4-Expand F5-Ident F6-Load F7-Save Esc-ROI

VIDA MEDIA DE LOS ELEMENTOS ANALIZADOS

T A B L A B

ELEMENTO	REGRESION LINEAL	COEF. CORREL.	VIDA MEDIA	
			EXP.	LITER. (6)
^{110}In	$11.5152 - 0.01270X$	0.9998	54.23 m	54.0 m
^{109}In	$10.0384 - 0.00447X$	0.9988	2.50 h	2.50 h
^{108}Ag	$9.1667 - 0.00577X$	0.9997	2.02 m	2.41 m
^{107}Ag	$9.9276 - 0.22522X$	0.9977	3.10 m	3.75 m
^{106}In	$9.1172 - 0.00442X$	0.9858	2.60 h	2.50 h
^{64}Cu	$10.0162 - 0.00091X$	0.9860	12.66 h	12.70 h

ARREGLO UTILIZADO EN LA DETECCION



77

FIGURA 17

T A B L A C
NEUTRONES TERMICOS

ELEMENTO	ENERGIA MeV	REND.	EFIC.	N (ATOMOS)	CPM	CUENTAS POR \dagger_{DET}	SECCION EFICAZ (barn)	
							EXPERIM.	LITERAT.
ORO	0.4118	95.51	0.292	1.5346×10^{21}	13222	94819	97.0 ± 5.02	$98.0^{(14)}$
COBRE	0.511	35.74	0.27	1.1228×10^{22}	1040	21721	3.0 ± 0.18	$4.5^{(14)}$
PLATA	0.633	1.74	0.25	9.2122×10^{22}	4550	2091954	35.6 ± 2.14	$40.0^{(6)}$
TUNGSTENO	0.686	29.17	0.24	4.1713×10^{20}	490	14143	34.1 ± 2.05	$37.0^{(6)}$
MANGANESO	0.045	90.07	0.23	4.2360×10^{22}	43566	303160	14.2 ± 0.85	$16.0^{(17)}$
VANADIO	1.434	100.0	0.193	2.3490×10^{22}	5541	57420	3.0 ± 0.23	$4.0^{(6)}$

T A B L A D
NEUTRONES EPITERMICOS

ELEMENTO	ENERGIA MeV	REND.	EFIC.	N (ATOMOS)	CPM	CUENTAS POR ϵ_{DET}	SECCION EFICAZ	
							EXPERIM.	LITERAT. (barn)
COBRE	0.511	35.74	0.27	1.1229×10^{23}	2202	47296	6.6 ± 0.4	$7.2^{(49)}$ _a
PLATA	0.633	1.74	0.25	9.2122×10^{22}	101	46437	0.0 ± 0.05	$0.60^{(20)}$ _b
TUNGSTENO	0.6050	29.17	0.24	4.1713×10^{20}	249	7114	26.7 ± 1.6	$24.0^{(27)}$ _b
FIERRO	0.045	90.07	0.23	3.2050×10^{24}	19200	160065	0.1 ± 0.40	$11.5^{(21)}$ _b
MANGANESO	0.045	90.07	0.23	4.2360×10^{22}	12750	112137	4.1 ± 0.25	$3.1^{(22)}$ _c
VANADIO	1.43	100.0	0.19	2.3490×10^{22}	7077	73337	4.9 ± 0.29	$5.5^{(4)}$ _c

a = 100 eV
 b = 50 eV
 c = 20 eV

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

T A B L A E

NEUTRONES RAPIDOS

ELEMENTO	ENERGIA MeV	REND.	EFIC.	N (ATOMOS)	CPM	CUNTAS POI \pm DET	SECCION EFICAZ	
							EXPERIM.	LITERAT. (barn)
Vanadio	0.320	92.9	0.33	2.3483×10^{22}	29165	198267	0.1 ± 0.40	3.0 (201) ^A
ORO	0.40	13.0	0.292	1.5346×10^{21}	145	7648	5.0 ± 0.3	5.0 (231) ^B
PLATA	0.511	0.56	0.27	9.2122×10^{22}	42	55556	0.15 ± 0.1	0.05 (231) ^C
COBRE	0.511	100.0	0.27	1.1227×10^{22}	3540	26220	2.3 ± 0.14	3.0 (201) ^C
TUNGSTENO	0.73	63.0	0.25	4.1713×10^{20}	2030	25770	15.4 ± 0.92	16.5 (21) ^C
FIERRO	0.045	90.07	0.23	3.2050×10^{22}	10473	162471	4.5 ± 0.27	5.5 (10) ^A
PALADIO	1.240	1.3	0.20	6.0606×10^{20}	24	104627	30.4 ± 1.02	31.0 (201) ^A
MANGANESO	1.43	90.07	0.193	4.2360×10^{22}	12165	127503	3.0 ± 0.10	3.7 (231) ^B
RODIO	20.21 keV	6.40	0.04	6.5410×10^{21}	612	4700	731 ± 0.04 mb	757.0 (221) mb ^B

A = 5 MeV

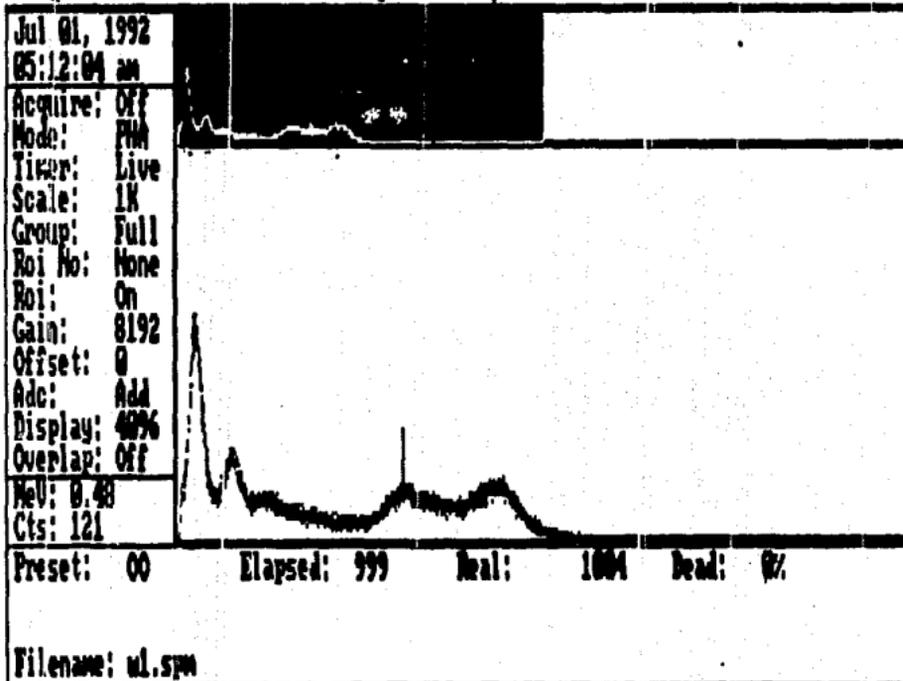
B = 4 MeV

C = 6 MeV

(Alt) Help File Calc Setup Options Mode Quit

258K

Acquire Start Time: 5:22:11 pm Jun 02, 1992

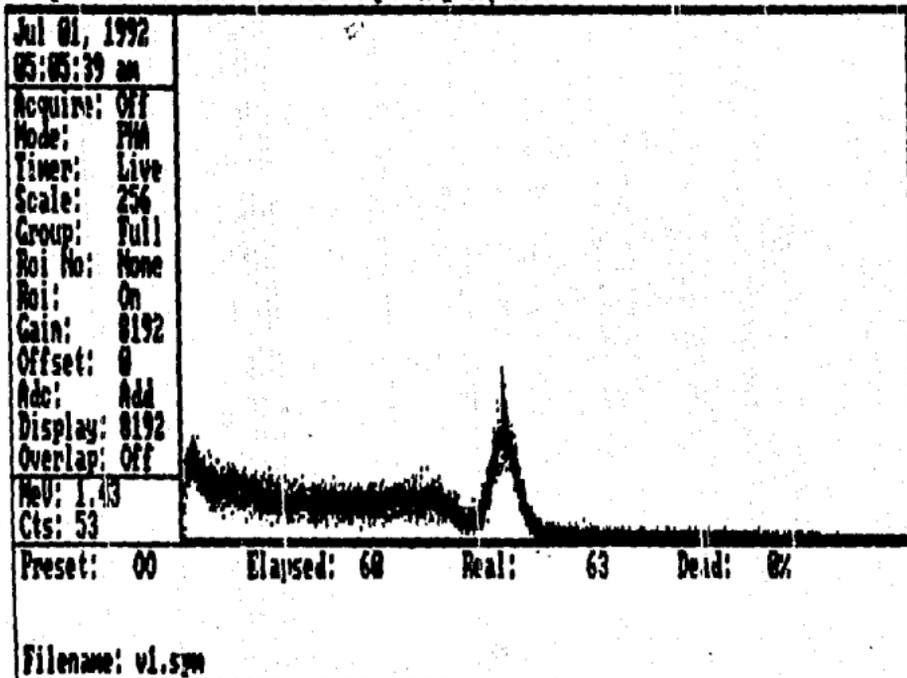


F1-Acquire F2-Erase F3-Preset F4-Expand F5-Ident F6-Load F7-Save Esc-ROI

(Alt) Help File Calc Setup Options Mode Quit

268K

Acquire Start Time: 5:00:14 pm May 27, 1992

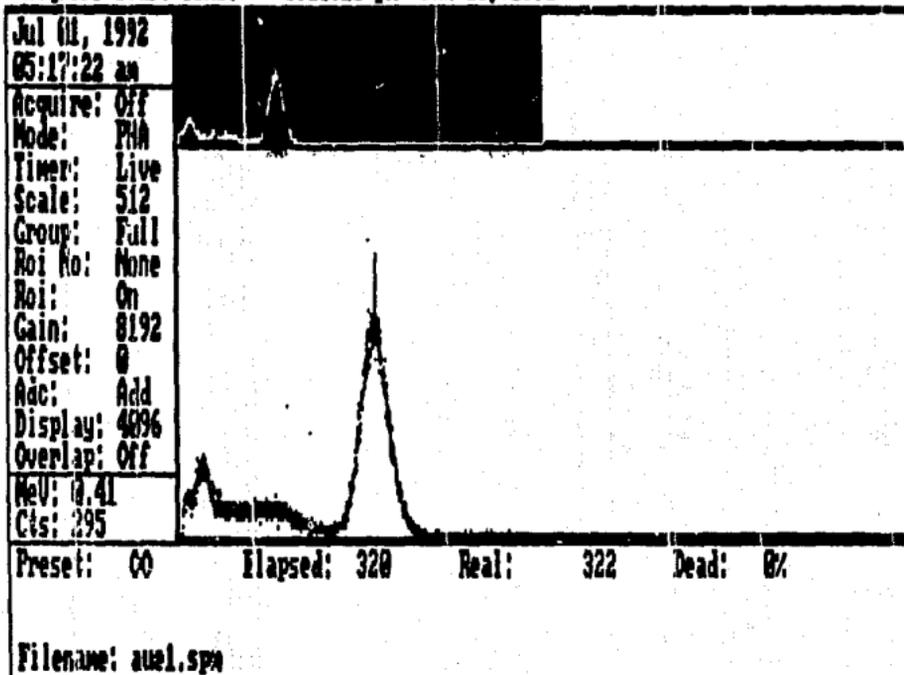


F1-Acquire F2-Erase F3-Preset F4-Expand F5-Ident F6-Load F7-Save Esc-R01

(Alt) Help File Calc Setup Options Mode Quit

258K

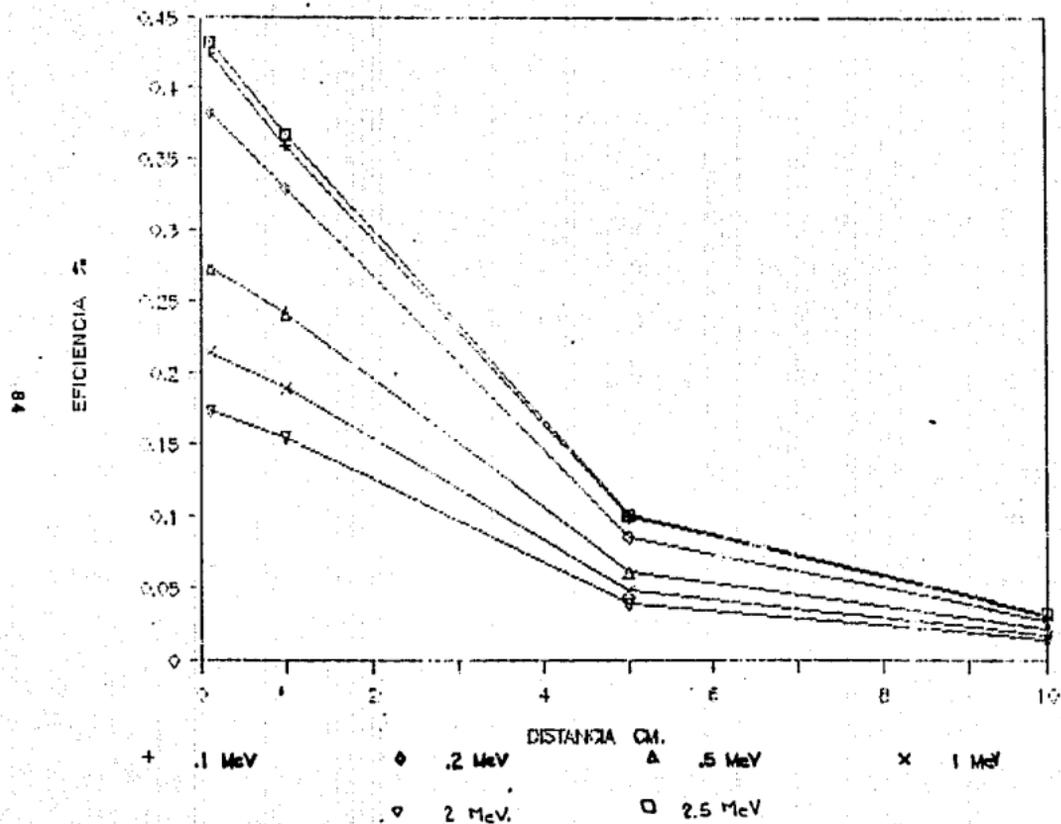
Acquire Start Time: 6:03:21 pm Jun 03, 1992



F1-Acquire F2-Erase F3-Preset F4-Expand F5-Ident F6-Load F7-Save Esc-ROI

FIGURA 21

EFICIENCIA DEL DETECTOR DE NaI DE 3"X3"



CAPITULO IV

4.1 CONCLUSIONES Y RESULTADOS

Es necesario tomar en cuenta que se tiene cierto grado de error en los datos obtenidos experimentalmente, esto se debe a:

- Que el NaI(Tl) tiene una resolución pobre.
- El arreglo experimental no es muy adecuado ya que se tienen neutrones que sufren retrodispersión.
- La autoabsorción de neutrones por la muestra y el flujo de neutrones en el centro de la muestra puede ser mucho menor que en la superficie.
- Las condiciones geométricas.

Sin embargo se puede observar que los datos aquí obtenidos se comparan adecuadamente a los datos en la literatura.

En general se puede decir que el método por activación es rápido y sensible para hacer determinaciones cualitativas y cuantitativas, teniendo la ventaja de ser un método no destructivo. Este método permite seleccionar la reacción que se desea analizar, lo cual debe realizarse no solamente de acuerdo con las características nucleares del elemento a detectarse, sino de acuerdo con la partícula que vaya a utilizarse como proyectil.

Es importante recordar que la reacción seleccionada para la excitación deber ser tal que produzca un radioisótopo con una vida media adecuada y una actividad suficiente para poder ser contada.

Las ventajas obtenidas al usar el método por activación son:

- La sección eficaz de las reacciones (n, γ) son mayores que para cualquiera otra reacción nuclear.
- Es un método no destructivo
- No se necesita preparar la muestra antes de analizarla
- Se requieren cantidades muy pequeñas de la muestra a analizar

CAPITULO IV

REFERENCIA BIBLIOGRAFICA

- 1.- CURTISS L. F.
INTRODUCTION TO NEUTRON PHYSICS
D. VAN NOSTRAND COMPANY INC. PRINCENTON NEW JERSEY (1959)
- 2.- BECKURTS K. H. AND WIRTZ K.
NEUTRONS PHYSICS
SPRINGER-VERLAG BERLIN, NEW YORK (1964)
- 3.- MEASUREMENT OF NEUTRON FLUX AND SPECTRA FOR PHYSICAL AND
BIOLOGICAL APPLICATIONS
NATIONAL BUREAU OF STANDARDS HANDBOOK 72 (1970)
- 4.- ARYA ATAM P.
FUNDAMENTALS OF NUCLEAR PHYSICS
ALLYN AND BACON, INC. BOSTON (1970)
- 5.- SEELMANN-EGGEBERT W., PFENNING G.
CHART OF THE NUCLIDES
INSTITUT FUR RAD-IOCHEMIE (NOVEMBER 1981)
- 6.- DELAFIELD H. J.
NEUTRON EXPOSURE, SOURCES AND RADIOLOGICAL SIGNIFICANCE
RAD. PROT. DOS. 10, 1-4, 17-22 (1985)

- 7.- TECHNICAL REPORTS SERIES No. 156
HANDBOOK ON NUCLEAR ACTIVATION CROSS SECTIONS
INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY VIENNA (1974)
- 8.- KLUGE H. AND WEISE K.
THE NEUTRON ENERGY SPECTRUM OF A $^{241}\text{Am-Be}(\alpha,n)$ SOURCE AND
RESULTING MEAN FLUENCE TO DOSE EQUIVALENT CONVERSION FACTORS
RAD. PROT. DOS. 2, 2, 85-93 (1982)
- 9.- HASS, F.X.
A STILBEHE FAST NEUTRON SPECTROMETER FOR THE STUDY OF THE
NEUTRON SPECTRUM OF A Pu-Be SOURCE
NUC. INST. 50, 85-93 (1982)
- 10.- TAYLOR D.
NEUTRON IRRADIATION AND ACTIVATION ANALYSIS
GEORGE NEWNES LIMITED (1964)
- 11.- GLASSTONE, S.
PRINCIPLES OF NUCLEAR REACTOR ENGINEERING
LONDON, MACMILLAN, 1960
- 12.- NERESON N. AND DARDEN S.E.
NEUTRON CROSS SECTION
PHYS, REV 89,775 (1953)
- 13.- BROCKHOUSE BN.
ACTIVATION ANALYSIS
CAN. J. PHYS 31,432 (1953)

- 14.- HOLT P.D.
NEUTRON FLUENCE MEASUREMENTS
RADIATION PROTECTION DOSIMETRY VOL. 10 NO. 1-4 PP 251-264 (1985)
- 15.- RAINWATER, HAVENS,WU, AND DUNNING
PHYS. REV 71,65 (1947)
- 16.- RAINWATER, HAVENS,WU, AND DUNNING
NEUTRON FLUENCE MEASUREMENTS
PHYS. REV 73,963 (1948)
- 17.- HUGHES, GARTH AND LEVIN
PHYS. REV 91,1423(1953)
- 18.- LONDON H. H. AND SAILOR V.L.
NEUTRON CROSS SECTION
PHYS REV 93, 1030(1954)
- 19.- RAINWATER, HAVENS,WU, AND MECKER
PHYS. REV 71,165 (1947)
- 20.- HUGHES, GARTH AND LEVIN
ACTIVATION ANALYSIS
PHYS. REV 91,1423(1953)
- 21.- HAVENS W. W., JR. AND RAINWATER LJ.
PHYS. REV 83,1123 (1951)
- 22.- BARSCHALL, BACKELMAN AND SEAGONDOLLAR
PHYS. REV 73,659(1948)
- 23.- DRAKE D.M., ARTHUR E.D., AND SILBERT M.G.
CROSS SECTIONS FOR GAMMA-RAY PRODUCTION BY 14 MeV NEUTRONS
NUCL. SCI. AND ENG. 65, 49-64 (1978)

- 24.- NEUTRON SOURCES: AMERICIUM-241/BERYLLIUM AND CALIFORNIUM-252
 TECHNICAL BULLETIN 76/7
 THE RADIOCHEMICAL CENTRE, AMERSHAM JULY (1976)
- 25.- MARION J. B., YOUNG F.C.
 NUCLEAR REACTOR ANALYSIS, GRAPHS AND TABLES
 NORTON HOLLAND PUB. Co. AMSTERDAM (1968)
- 26.- ADRIANO HUGO ALBERTO
 DISEÑO DE UN SISTEMA DE RAYOS X DE FLUORESCENCIA CON UN
 DETECTOR DE CENTELLEO
 TESIS PARA OBTENER EL TITULO DE FISICO, UNAH 1989
- 27.- FERGUSON J.H. AND THOMPSON W.E.
 CROSS SECTION FOR THE (n,2n) REACTION IN ^{14}N , ^{31}P , ^{63}Cu AND
 ^{141}Pr
 PHY. REV. 118, 1, 228-234 (1960)
- 28.- DRIVEN B.C., TERREL J., AND HEMMENDINGER A.
 RADIATIVE CAPTURE CROSS SECTION FOR FAST NEUTRON
 PHY. REV. 120, 15, 556-569 (1960)
- 29.- PRESTWOOD R.J. AND BAYHURST B.P.
 (n,2n) EXCITATION FUNCTIONS OF SEVERAL NUCLEI FROM 12 TO 19.
 MeV
 PHY. REV. 121, 1, 1438-1441 (1961)
- 30.- COX S.A.
 FAST NEUTRON ACTIVATION CROSS SECTION OF ^{197}Au .
 PHY. REV. 122, 4, 1280-1282 (1961)

- 31.- ING H. AND CROSS W.G.
THE ^{103}Rh (n,n') $^{103\text{m}}\text{Rh}$ REACTION
HEALTH PHY. 25, 9, 291-297 (1973)
- 32.- PAZSIT A., PETO G., CSIKAI J. AND JOZSA I.
REMARKS ON THE ^{103}Rh (n,n') $^{103\text{m}}\text{Rh}$ EXCITATION CURVE
INT. JOUR. OF APPL. RAD. AND ISOT. 26, 621-623 (1975)
- 33.- MACKIN R.L. AND HALPERIN J.
 $^{102}\text{Ru}(n,\gamma)$ AND $^{103}\text{Rh}(n,\gamma)$ CROSS SECTIONS ABOVE 2.6 keV
NUCL. SCI. AND ENG. 65, 174-185 (1978)
- 34.- LISKIEN H., ARNOTTE F., WIDERA R.
CROSS SECTION MEASUREMENTS FOR THE REACTION $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$
NUCL. SCI. AND ENG. 67, 334-338 (1978)
- 35.- SAKURAI KIYOSHI
MEASUREMENTS AND EVALUATION OF NEUTRON SPECTRA ABOVE 0.1 MeV IN
THE JMTR
NUCL. INSTR. AND METH. 213, 359-371 (1983)
- 36.- GRADY D.J., KNOLL G.F., AND ROBERTSON J.C.
ABSOLUTE MEASUREMENTS OF THE $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$ CROSS SECTION FOR
FAST NEUTRONS
NUCL. SCI. AND ENG. 94, 227-232 (1986)
- 37.- NERESON N. AND DARDEN S.E.

PHYS. REV 94,1678 (1954)
- 38.- SAHE S.J., JR., AND CUBBIT R.L.
(n, γ) CROSS SECTION OF ^{23}Na , ^{127}I AND ^{197}Au
PHY. REV. 113, 1, 256-258 (1959)

- 39.- PAULSEN A., WIDERA R., VANINBROUX R., AND LISKIEN H.
CROSS SECTION MEASUREMENT FOR THE REACTION $^{103}\text{Rh} (n, n') ^{103m}\text{Rh}$
NUCL. SCI. AND ENG. 76, 331-335 (1980)
- 40.- LORCH, E. A.
NEUTRON SPECTRA OF $^{241}\text{Am}/\text{B}$, $^{241}\text{Am}/\text{Be}$, $^{241}\text{Am}/\text{F}$, $^{242}\text{Cm}/\text{Be}$,
 $^{238}\text{Pu}/^{13}\text{C}$ AND ^{252}Cf ISOTOPIC NEUTRON SOURCES
INT. JOUR. OF APPL. RAD. ISOT. 24, 585-591 (1973)
- 41.- RADIOACTIVATION ANALYSIS
BONEN Y D. GIBBONS
OXFORD AT THE CLAREDON PRESS, (1960)
- 42.- TERREL J. AND HOLM D.H.
EXCITATION FUNCTION FOR $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$
PHY. REV. 109, 15, 2031-2035 (1958)
- 43.- LAMAZE G.P., SCHIMA F.J.
SPECTRUM AVERAGE CROSS SECTION MEASUREMENT OF $^{103}\text{Rh} (n, n')$
 ^{103m}Rh IN THE ^{252}Cf FISSION NEUTRON SPECTRUM
NUCL. SCI. AND ENG. 100, 43-47 (1988)