Determinación de la sección eficaz del Indio-115 y medición de la longitud de una lámina de Indio delgada

N. Romero, P. Casali, O. Espíndola, A. Chacoma

27 de Febrero de 2012

1. Introducción

La incidencia normal de una partícula sobre una lamina delgada, que contiene los núcleos blanco, da una probabilidad de reacción proporcional al numero de núcleos blancos por unidad de área. La sección eficaz σ es la constante de proporcionalidad, y puede ser vista como el área efectiva que un núcleo blanco presenta ante una partícula incidente. Es decir, esta probabilidad es igual a la probabilidad de que ocurra una reacción.

Si definimos n como el numero de núcleos blanco por unidad de volumen en el material y T, el espesor de la lamina, el numero total de núcleos blancos por unidad de área es nT, luego la probabilidad de reacción es:

$$P = nT\sigma \tag{1}$$

La ecuación (1) será valida solo si la probabilidad de que se de una reacción es lo suficientemente pequeña como para que el haz incidente no sea atenuado, en forma apreciable, al pasar a través de la lámina. Esto último puede ser tenido en cuenta cuando se utiliza la sección eficaz total para todos los procesos que eliminan las partículas del haz incidente. Al atravesar un espesor dx de material, la intensidad del haz incidente disminuye en dI según:

$$-dI = ndx\sigma_T \tag{2}$$

cuya solución es:

$$I = I_0 e^{-nT\sigma_T} \tag{3}$$

donde I_0 es la intensidad del haz incidente.

A partir de mediciones de la transmisión $T_r = I/Io$, puede determinarse en forma experimental el valor del exponente de (3), y en consecuencia la sección eficaz total σ_T.

Al incidir la partícula, esta se combina con el núcleo para formar un núcleo compuesto, el sistema queda en cierto estado cuántico. Dado que estos tienen energías definidas, la formación de un núcleo compuesto será posible solo si la partícula incidente tenia la energía de algunos de esos estados, la cual es conocida como energía de resonancia (figura 1). En esta energía la sección eficaz tiende aumentar porque los neutrones son directamente absorbidos por los núcleos del material bombardeado. El ancho de linea de las resonancia esta directamente relacionado con el principio de incertidumbre de Energía- tiempo, para un estado con una vida media finita, el ancho de linea Γ es $\hbar/\Delta t$, y la probabilidad de decaimiento λ es $1/\Delta t$, con lo que se obtiene:

$$\Gamma = \hbar\lambda \tag{4}$$

de donde se ve que a mayor ancho de linea, mayor probabilidad de decaimiento del núcleo compuesto.

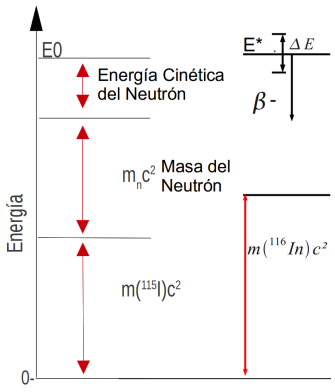

Fig. 1: Condición que deben cumplir los neutrones incidentes para que se produzca una resonancia (absorción del neutrón por el núcleo de In). E* designa un estado excitado del núcleo hijo, estos pueden ser varios. El decaimiento por β- se supone despreciable durante el experimento.

En el presente trabajo se buscó observar la existencia de energías de resonancia para distintas laminas de Indio (In), midiendo espectros de neutrones transmitidos en función del tiempo. Además, por medio de mediciones de la transmisión Tr y valores de tabla de la sección eficaz total, se determinó el espesor de una de las laminas estudiadas.

2. Método experimental

Para realizar las mediciones se utilizó un haz colimado de neutrones que se hacía incidir sobre la muestra de interés, como se muestra en la figura 2.

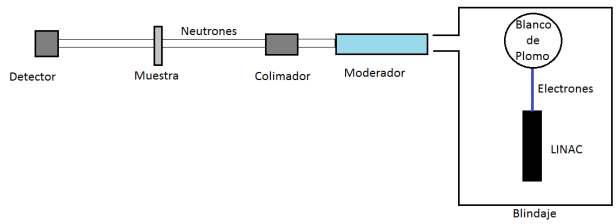

Fig. 2: Esquema del dispositivo experimental.

Detrás de la muestra, alineado con el haz, se colocó un detector de neutrones de He-3, para llevar un conteo de los neutrones que lograban atravesarla. El haz de neutrones se generó a partir del acelerador LINAC del Centro Atómico Bariloche.

2.1. LINAC

Se utilizó un acelerador lineal de electrones (LINAC) para generar pulsos de electrones de 25 MeV. Estos inciden sobre blancos de plomo, y a través de radiación de frenamiento de los mismos, se logran arrancar neutrones con energía del orden de MeV. Estos neutrones atraviesan un medio hidrogenado y debido a colisiones con el moderador bajan su energía a órdenes del eV. Los mismos se coliman con ayuda de materiales con alta sección eficaz, y luego atraviesan la muestra y llegan al detector.

2.2. Detectores de He-3

En todos los experimentos se utilizaron detectores Texlium de He-3. Este tipo de detector está relleno con He-3 a 10 atm de presión a temperatura ambiente. Posee un filamento axial, y en régimen de trabajo se establece entre éste y el tubo de acero una diferencia de potencial de 1300V. La detección de un neutrón se produce mediante la reacción nuclear:

$$^3He + n \rightarrow^3 H + p + 764keV \tag{5}$$

Los productos de esta reacción son partículas cargadas con energía suficiente para ionizar el gas, y los electrones sueltos se dirigen hacia el cátodo, donde se genera una corriente que indica que se detectó un neutrón, pero no nos brinda información sobre la energía que traía antes de la colisión.

2.3. Mediciones

Para llevar a cabo la medición de neutrones que se transmiten a través de la muestra, que está relacionado directamente con la sección eficaz total, en función de la energía se necesitaba caracterizar el haz incidente de neutrones, es decir, conocer la distribución de energía de los neutrones que llegan a la muestra. Como no es posible medir la energía incidente de los neutrones directamente con los detectores utilizados, se utilizó la técnica de tiempo de vuelo. Esto es, como se puede conocer el momento en el cual los electrones del LINAC golpean el blanco y se generan los neutrones (se logra mediante un detector de rayos gamma que detecta la radiación emitida por los electrones al frenarse) y también se mide el momento en el que llegan los neutrones al detector, es posible conocer el tiempo que transcurre entre estos dos sucesos. Un multicanal asocia a cada canal un tiempo de vuelo. Este tiempo que se va a medir para cada neutrón detectado está relacionado con la velocidad del mismo a través de:

$$t = \sqrt{\frac{m_N}{2E_N}}L + t_r \tag{6}$$

donde t es el tiempo de vuelo, L la distancia recorrida por el neutrón desde $t = 0$, t_r el tiempo de retardo debido a la electrónica, m_N y E_N la masa y energía del nuetrón respectivamente.

De esta manera se puede obtener la relación tiempo de vuelo-energía del neutrón utilizando muestras con energías de resonancia conocidas. Luego se puede proceder a realizar las mediciones de transmisión de neutrones en diferentes muestras interpuestas ante el haz. Estas se llevan a cabo midiendo el espectro de tiempos de vuelo (cantidad de cuentas vs. canal del multicanal) cuando no se coloca ninguna muestra y cuando esta está presente. A cada espectro se le debe restar el espectro asociado a los neutrones de fondo, el cual se midió colocando un material de alta sección eficaz para el rango de energías de los neutrones del experimento (bloque de parafina). Como cada espectro depende del tiempo de medición se los debe normalizar. Para ello se utilizó las mediciones realizadas por un detector de neutrones (monitor) que, para cada espectro medido por el detector de He-3 colocado después de la muestra, lleva una cuenta de la cantidad total de neutrones generados por el LINAC durante el tiempo de medición. El principio de funcionamiento de este es igual al descripto anteriormente, y como resultado arroja también un espectro de tiempos de vuelo pero ahora de todos los neutrones generados y no solo los que atraviesan la muestra. De este modo la ecuación (3) en función de los espectros medidos resulta:

$$\sigma_T(E_i)nT = -ln\left(\frac{M/Mon_M - BG/Mon_BG}{TL/Mon_TL - BG/Mon_BG}\right) \tag{7}$$

donde M, BG, TL son los numeros de cuentas en el canal i del espectro medido con la muestra, con el bloque de parafina (background) y sin ninguna muestra respectivamente. Mon_j es la integral del monitor asociada al espectro j.

3. Resultados y Discusión

Para realizar la calibración se utilizaron láminas de Ag, Au, Cd, Mo e In. Para estos materiales se conocen sus energias de resonancia y por lo tanto se pudo obtener de cada espectro de tiempos de vuelo un par de datos energia-canal por cada resonancia observada. Como el número de canal es el tiempo de vuelo en μs se puede utilizar la ecuación (6) para obtener L y t_r y con ello la energía asociada para todos los canales, esto se observa en la figura 3. Con la lámina de cadmio se observaron dos resonancias asociadas a diferentes isótopos.

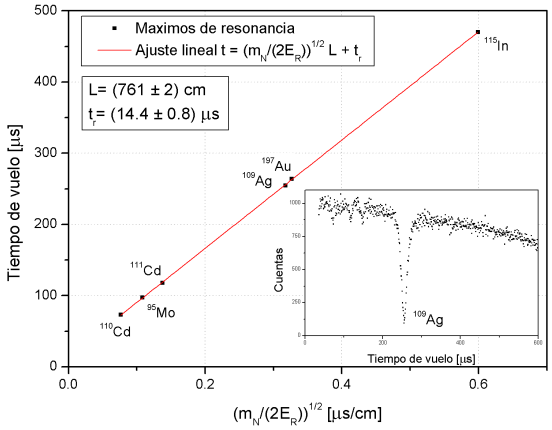

Fig. 3: Recta de calibración. En la esquina inferior derecha se observa el pico de resonancia para una de las láminas.

Con la ecuación (7) se pudo obtener la sección eficaz total en función de la energía del neutrón incidente para varias láminas de In. Para esto se midieron los espesores de 3 láminas de In y se superponían para lograr distitos espesores. Dos de las láminas medían $(300 \pm 10)\mu m$ y la otra $(290 \pm 10)\mu m$. Las mediciones se realizaron con un calibre. En las figuras 4 y 5 se muestran los resultados junto con valores tabulados obtenidos de [1]:

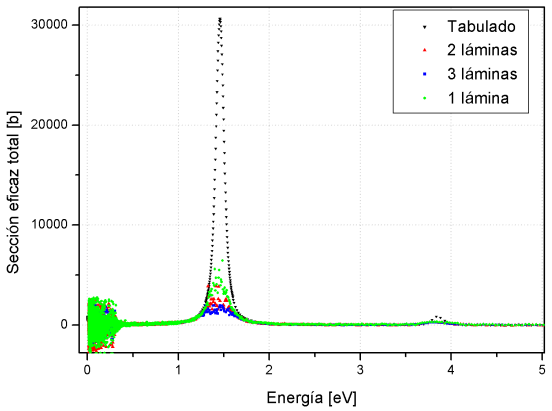

Fig. 4: Sección eficaz total del In en función de la energía de los neutrones incidentes para distintas superposiciones de láminas.

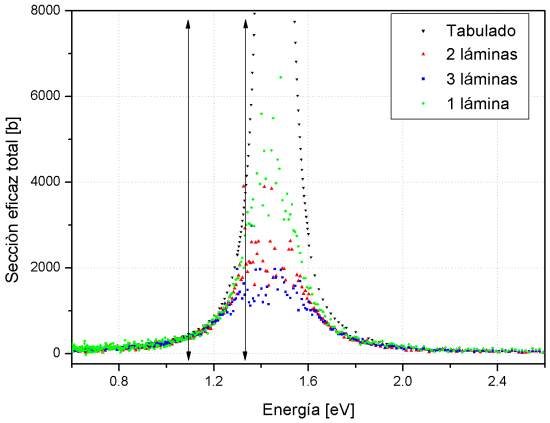

Fig. 5: Sección eficaz total del In en función de la energía de los neutrones incidentes para distintas superposiciones de láminas alrededor del pico de resonancia de mayor intensidad. Las rectas verticales indican el rango en el que mejor se obtiene una coincidencia con los valores tabulados manteninedo el ruido estadistico pequeño.

Debe destacarse que (3) es válida sólo cuando la atenuación del haz incidente es pequeña, es decir, para láminas delgadas. Esto es así porque en la deducción de la fórmula se supone que las secciones eficaces de los núcleos de la muestra no se superponen entre ellos, lo cual será cierto cuanto más delgada sea la lámina. Por este motivo a mayor cantidad de láminas superpuestas (mayor espesor) se obtiene una sección eficaz total menor, más alejada del valor tabulado. El hecho de que sea menor se debe a que a mayor espesor la probabilidad de que las secciones eficaces se superpongan es mayor. Como la superposición de secciones eficaces en una lámina tiende a mantener constante la transmisión respecto de una lámina más delgada es evidente el comportamiento observado, pues para obtener la sección eficaz total se divide el logaritmo natural de la transmisión por la densidad de núcleos y por el espesor de la muestra. Siendo la densidad y la tranmisión constantes, pero el espesor mayor se obtiene una sección eficaz mayor.

El método de medición utilizado tiene errores estadísticos pequeños sólo en los entornos de los picos de resonancia, pues lejos de ellos la tranmisión tiende a 1 y por la forma de calcular la sección eficaz se obtienen errores grandes. En los picos tampoco se obtienen buenos resultados por lo explicado anteriormente, lo cual está asociado a que el espesor de las láminas no es lo suficientemente pequeño.

Además se utilizó (7) para calcular el espesor de una lámina muy delgada de In, imposible de medir con un calibre. Para esto se utilizaron los valores tabulados de secciones eficaces. Los resultados obtenidos se muestran en la figura 6. Promediando los valores obtenidos en el

rango de energías en los que el método es adecuado (señalados con rectas verticales en la la figura 5) se obtuvo (33 ± 2) μm. Para comprobar el método también se calculó en forma análoga el espesor para una de las láminas de In utilizadas anteriormente de espesor conocido. El resultado se muestra en la figura 7 y el espesor obtenido fue de (245 ± 3) μm, el cual es menor al medido con el calibre. Esto se explica en las irregularidades de la superficie de la lámina tenidas en cuenta por el calibre, que tienden a aumentar el espesor respecto del valor "promediado" obtenido utilizando las secciones eficaces tabuladas.

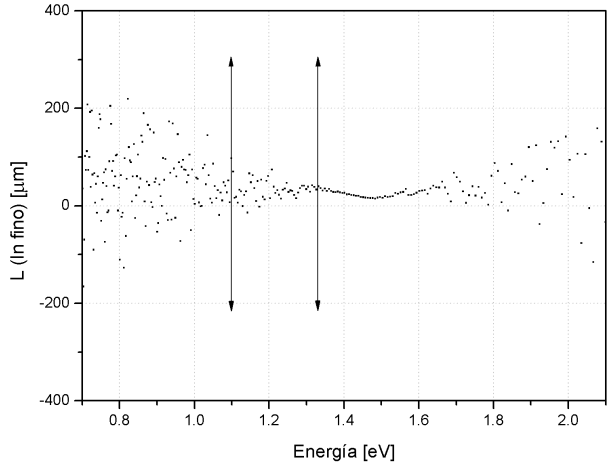

Fig. 6

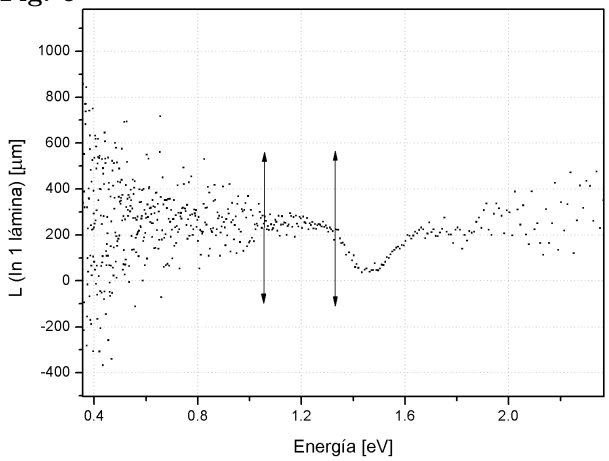

Fig. 7

4. Apéndice

Se pudo comprobar la equivalencia entre colocar el bloque de parafina como "tapón" y desplazar al detector sin ninguna muestra colocada aproximadamente 25 cm fuera del haz de neutrones. Para ellos se graficó los espectros correspondientes a cada estado. Esto se muestra en la figura 8.

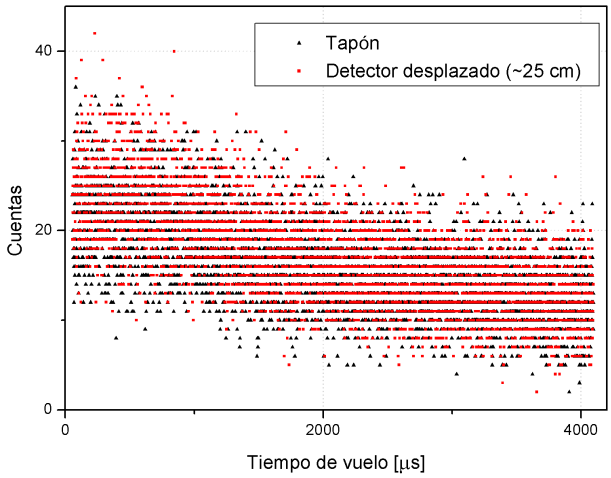

Fig. 8

El espectro de fondo utilizado se muestra en la figura 9.

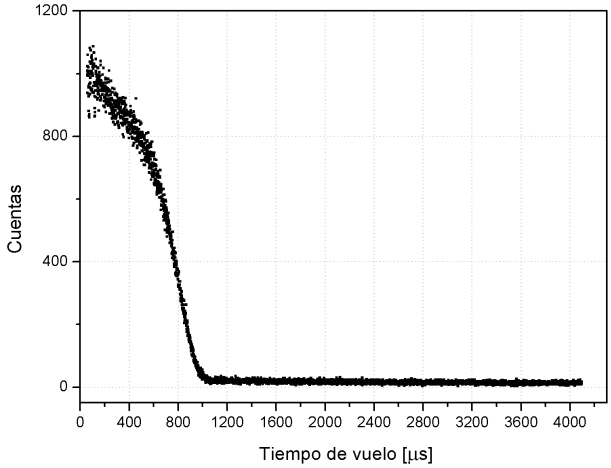

Fig. 9

Referencias

[1] ENDF/B-VI, IAEA, Nuclear data section, 1997.