

# Caracterización de la reacción $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$ en el rango de energías $E_p = 0,8 - 1 \text{ MeV}$

E. Tosi,<sup>1</sup> M. Maidana,<sup>1</sup> S. Arroyo,<sup>1</sup> O. Cabrera,<sup>1</sup> and V. Villafañe<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Introducción a Partículas y Física Nuclear - Instituto Balseiro,  
Comisión Nacional de Energía Atómica, Bariloche, Argentina*

(Dated: 17 de Abril de 2012)

Con un acelerador TANDEM se incidieron protones en el rango  $E_p = 0,8 - 1 \text{ MeV}$  sobre un cristal de FLi para estudiar y caracterizar la reacción nuclear  $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$ . Con la técnica de NRA se analizó el espectro de energía de los fotones emitidos en el camino  $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}^*(\gamma)^{16}\text{O}$  y se identificaron los  $\gamma$  característicos de la reacción y los picos de simple y doble escape propios de la creación de pares. A partir del análisis RBS se midió el espectro energético de las partículas  $\alpha$  emitidas y, con los datos de NRA y RBS se estudió la sección eficaz de la reacción a partir de la variación en la carga neta de los picos característicos, normalizada al área total, en función de la energía de incidencia, con lo cual fue posible encontrar en ambas técnicas la energía de resonancia de la reacción alrededor de 872 KeV.

## I. REACCIÓN $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$

La interacción de protones de alta energía con el flúor puede dar lugar a la reacción que se muestra en la Fig.(1):

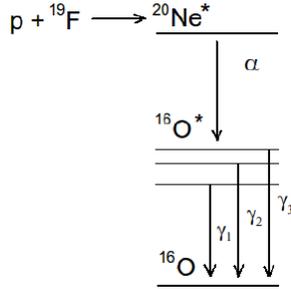


Figura 1. Reacción  $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$ .

El  ${}^{16}\text{O}^*$  decae a su estado fundamental emitiendo 3  $\gamma$  de diferentes energías ( $\gamma_1 = 6131 \text{ KeV}$ ,  $\gamma_2 = 6917 \text{ KeV}$  y  $\gamma_3 = 7117 \text{ KeV}$ ) [1]; existe, además, cierta probabilidad de que el  ${}^{20}\text{Ne}^*$  decaiga al  ${}^{16}\text{O}$  directamente por la emisión de un único  $\alpha$  más energético.

La sección eficaz total de esta reacción es de importancia en el campo de la Astrofísica Nuclear. Información completa sobre esta propiedad es un requerimiento necesario para comprender fenómenos tales como la variación de la tasa de reacción en función de la temperatura. Más aún, la intensidad de la resonancia característica de esta reacción es de marcada importancia para el análisis nuclear cuantitativo en la Ciencia de los Materiales [2].

En el presente trabajo se estudió el decaimiento  $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$  incidiendo con  $\text{p}^+$  con energías en el rango  $E_p = 0,8 - 1 \text{ MeV}$  sobre un blanco de cristal de FLi, midiendo y caracterizando los espectros energéticos de los rayos  $\gamma$  emitidos y de las partículas  $\alpha$  generadas, con técnicas de “Análisis de Reacción Nuclear” (NRA) y “Retrospección de Rutherford” (RBS), se determinó la energía en la cual aparece la resonancia en la sección eficaz total (analizada a partir del área debajo de los picos característicos normalizada al área total de cada espectro) y se comparó con resultados de la literatura.

## A. Dispositivo Experimental: Acelerador TANDEM

El objetivo del sistema experimental utilizado es obtener un haz de protones ( $\text{H}^+$ ) a una determinada energía para que colisionen sobre la muestra de FLi y así obtener los productos característicos que permitan analizar la reacción  $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha)^{16}\text{O}$ . En la Fig.(2) se presenta un “Diagrama en Bloques” del dispositivo experimental.

En el **primer bloque** se generan iones tanto positivos como negativos de diferentes tipos cuando un vapor de Cs, previamente calentado por un horno eléctrico, es acelerado por un campo eléctrico hacia un cátodo que tiene  $\text{ZrH}_2$ . El Cs colisiona con el  $\text{ZrH}_2$  removiendo por *sputtering* diferentes iones atómicos y moleculares.

Mediante otro campo eléctrico los iones negativos son guiados hacia un imán selector, donde son seleccionados por su relación carga-masa. Para esta experiencia se seleccionaron iones de Hidrógeno negativo ( $q/m = 1$ ).

El **segundo bloque** consiste básicamente en un bloque de monitoreo y acondicionamiento o guiado del haz, formado principalmente por un colimador y una copa de Faraday. La copa de Faraday es el instrumento que permite medir la corriente de iones; consta de una copa metálica conectada a masa, donde se mide la carga por unidad de tiempo. En este bloque también se encuentra un deflector eléctrico utilizado para corregir la dirección del haz.

El **tercer bloque** es una parte principal del dispositivo experimental, pues nos permite pasar de un haz de iones  $\text{H}^-$  a 26 KeV a uno de 873 KeV de  $\text{H}^+$ . Consiste en un tanque donde los iones negativos son acelerados por un potencial, luego entran a una “cámara intercambiadora” con un gas (N, Ar u otros) donde pierden sus electrones. Finalmente los iones H salen positivos de la cámara y son repelidos por el potencial que antes los atrajo.

En el **cuarto bloque** se encuentra una última etapa de monitoreo y acondicionamiento del haz. Se controla la corriente con una copa de Faraday y se enfoca con un cuadrupolo magnético. Este último es importante porque a su salida se encuentra un selector magnético que desvía el haz dependiendo de la energía y el tipo de ión que

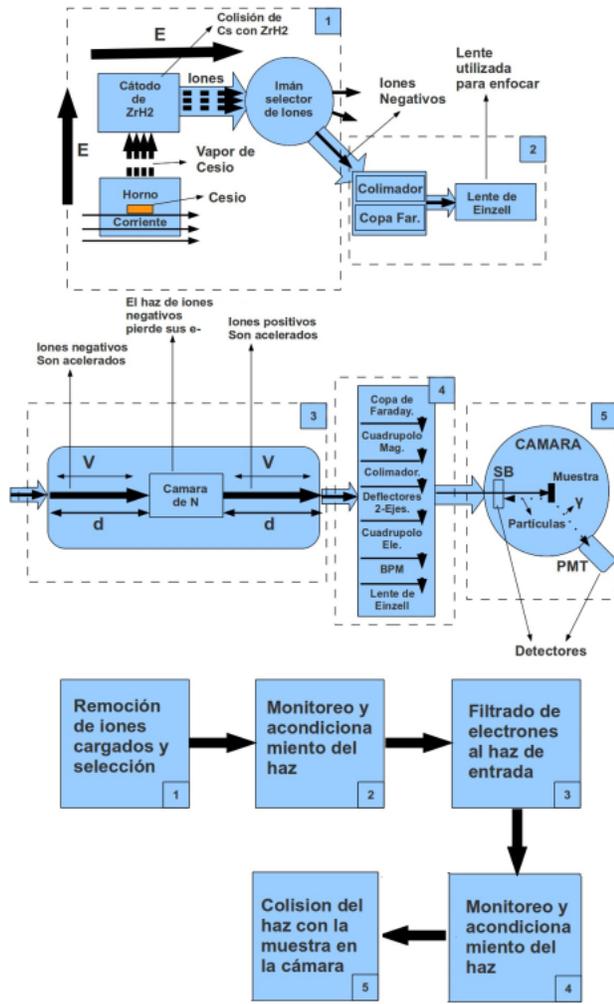


Figura 2. Diagrama en Bloques del dispositivo experimental, desde que se producen los proyectiles hasta que impactan con la muestra en una cámara.

se haya seleccionado (el selector magnético se utiliza en otras líneas de trabajo distintas de la nuestra).

Luego el haz atraviesa un colimador y unas placas con agujeros para limitar su sección. Mediante un Monitor de Perfil del Haz (BPM) se observa si el perfil del haz tiene sección circular o elíptica. Siguiendo esta cadena de instrumentos se encuentran otra copa de Faraday, deflectores magnéticos de dos ejes y un cuadrupolo eléctrico, estos últimos utilizados para enfocar el haz. Finalmente antes de entrar a la cámara, hay otro BPM y una lente electrostática que permite enfocar los proyectiles en un diámetro que puede variar entre algunos mm a unos cuantos  $\mu\text{m}$ .

En la cámara de estudio (**quinto bloque**) se encuentra la muestra orientada perpendicular al flujo de proyectiles y un número de detectores de distinto tipo. Como puede observarse en la Fig. (2) los detectores utilizados en esta experiencia fueron un PMT (para la detección de radiación gamma) y un semiconductor (sensible de detectar

partículas cargadas).

## II. DETECCIÓN Y ANÁLISIS DE LA RADIACIÓN GAMMA PRODUCTO DE LA REACCIÓN $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ POR NRA

La técnica de Análisis de Reacción Nuclear (NRA) permite estudiar la radiación emitida por el decaimiento de los núcleos excitados de tiempo de vida muy bajo que se generan en la reacción nuclear producto de la colisión de partículas aceleradas sobre blancos atómicos en una muestra. Esta radiación es característica del material, y puede ser detectada mediante la implementación de diferentes instrumentos de medición. En esta experiencia, para el análisis de la radiación  $\gamma$  generada en la interacción de los protones sobre el blanco de FLi se utilizó un centellador inorgánico de NaI a la entrada de un fotomultiplicador cuyas señales se dirigían a un sistema multicanal en una computadora (para más detalles del proceso de detección de radiación gamma consultar [3]).

Es importante destacar que, a partir de la intensidad de la radiación puede obtenerse la concentración de los diferentes elementos químicos que componen el material, y que es una técnica muy usada para realizar análisis de concentración como función de la profundidad. Además es un método altamente sensible para la obtención de concentraciones atómicas.

Si se modifica la energía cinética de los proyectiles incidentes se observa que para una cierta energía  $E_R$ , denominada **energía de resonancia**, se produce una modificación en los espectros de radiación detectados. Esto se debe a que para  $E_R$  la reacción sólo se produce en la superficie de la muestra y no penetrando en la misma [4].

### A. Calibración y análisis de los espectros NRA

Como se mencionó en la introducción, en el proceso de desexcitación del  $^{16}\text{O}^*$  al estado fundamental emitiendo 3  $\gamma$  de diferentes energías conocidas ( $\gamma_1 = 6131 \text{ KeV}$ ,  $\gamma_2 = 6917 \text{ KeV}$  y  $\gamma_3 = 7117 \text{ KeV}$ ). Para la calibración de los espectros NRA se utilizó una medición realizada con proyectiles de 860 KeV y carga acumulada de 20  $\mu\text{C}$  (ver Fig. (3)). Esta última condición se eligió con el objetivo de aumentar las cuentas del histograma y disminuir el error porcentual de la medición.

En el espectro se identificó el fotopico correspondiente al efecto de creación de pares en 511 KeV. Además se observó el pico  $\gamma_1$  de energía 6131 KeV, con sus respectivos máximos de simple y doble escape de fotones producidos en la creación de pares (en 5619 y 5108 KeV respectivamente). Naturalmente, la distancia entre dichos fotopicos se corresponde con la masa en reposo de un electrón (511 KeV).

Con estos cuatro valores conocidos de energía, se realizó una recta de calibración que se presenta en la Fig. (4), que permitió a partir de su pendiente transfor-

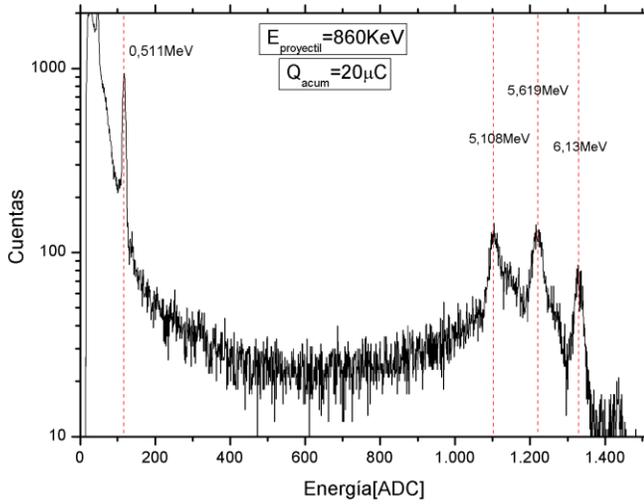


Figura 3. Espectro gamma correspondiente a una energía de incidencia de 860 KeV y carga acumulada de 20  $\mu\text{C}$  donde se identificó el fotopico de 511 KeV de la creación de pares y uno de los picos  $\gamma$  característicos del decaimiento  $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{16}\text{O}$  con sus picos de simple y doble escape.

mar los espectros de unidades DAC (unidades del conversor analógico-digital) a unidades de energía (considerando que 0DAC = 0 KeV).

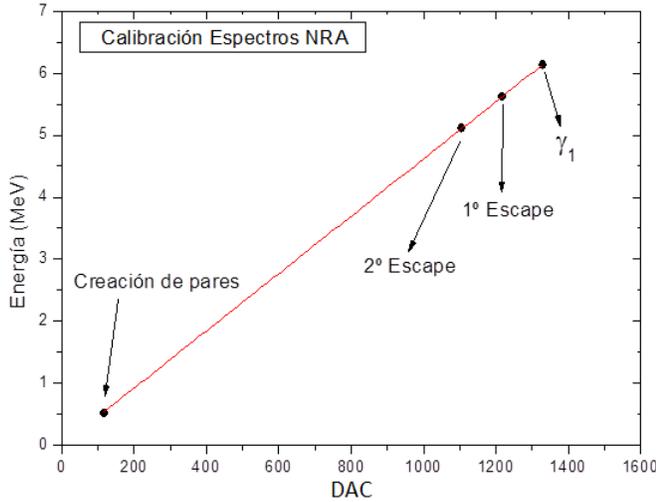


Figura 4. Recta de calibración para transformar los espectros NRA de unidades DAC a unidades de energía.

El valor de la pendiente de calibración obtenida por regresión lineal resultó  $A = (4620 \pm 10) 10^3 \text{ KeV}$

### B. Energía de Resonancia por NRA

En la Fig. (5) se presentan tres secciones curvas del espectro de radiación  $\gamma$  correspondientes a diferentes energías de incidencia de los proyectiles. Es importante resaltar que todas se encuentran normalizadas por el conteo

total durante la medición. Se observa que todas presentan la misma estructura, con el pico  $\gamma_1$  y sus máximos de simple y doble escape. El área total bajo estos máximos corresponde a la colección total de energía en el detector (repartidas entre colisión directa, escape simple y escape doble) y es una magnitud que da cuenta de forma directa de la sección eficaz total de la reacción.

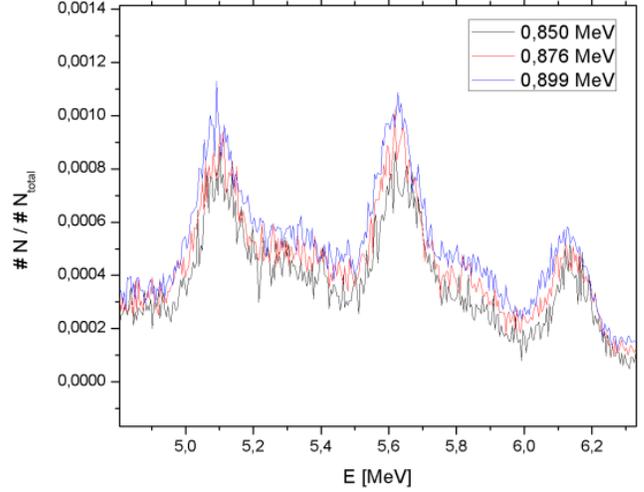


Figura 5. Sección del espectro de radiación  $\gamma$  correspondiente a los picos de colección total de energía, escape simple y escape doble. Se presentan las curvas con energía del proyectil incidente de 0.85, 0.876 y 0.899 MeV.

Puede observarse que el área bajo las curvas se modifica al variar la energía del proyectil incidente. Existe un valor  $E_R$  para esta energía de incidencia para la cual la colección de energía en el detector es máxima, es decir, que hay una **energía de resonancia**.

Con el objetivo de determinar este valor  $E_R$  se procedió a calcular la energía total depositada en el detector como función de la energía del proyectil incidente. En la Fig. (6) se muestran los resultados obtenidos para dicho análisis. Es importante resaltar que la misma se construyó a partir de la determinación de la integral bajo las curvas presentadas en la Fig. (5) y su correspondiente normalización por el área total del espectro medido para cada energía de incidencia.

En la Fig. (6) se observa que la energía de resonancia es aproximadamente  $E_R = 0,87 \text{ MeV}$ , coincidiendo con lo reportado en la bibliografía ( $E_R = 0,872 \text{ MeV}$  [2]).

### III. DETECCIÓN Y ANÁLISIS DE LAS PARTÍCULAS $\alpha$ PRODUCTO DE LA REACCIÓN $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ POR RBS

Hacia 1911 Rutherford utilizaba retrodispersión de partículas  $\alpha$  sobre películas de Au con el objetivo de determinar la estructura de los átomos. Sus experimentos terminaron en el descubrimiento del núcleo atómico. Hoy en día, la espectrometría por análisis de retrodispersión

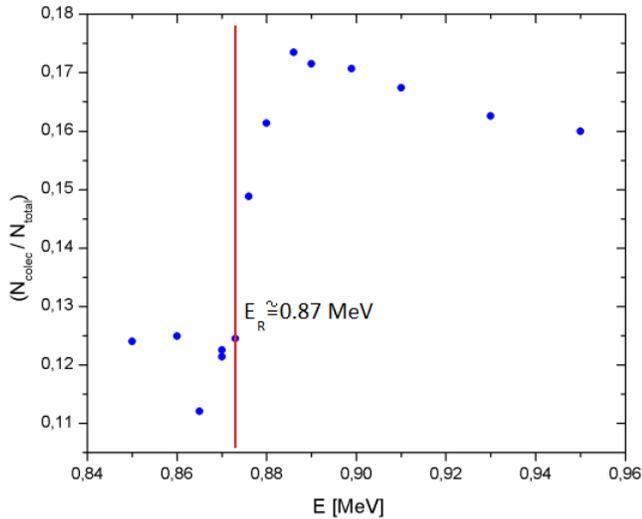


Figura 6. Energía depositada en el detector como función de la energía de incidencia del proyectil. Se observa la resonancia para una energía aproximada de 0.87 MeV.

de Rutherford, también llamada “dispersión de iones de alta energía” es una técnica muy utilizada en Ciencia de los Materiales por su extrema sensibilidad para detectar diferencias en la masa de diferentes elementos e isótopos. Es importante resaltar que se puede obtener una medición cuantitativa sin necesidad de realizar un análisis de muestras de referencia, no es destructivo, tiene gran resolución en profundidad y es muy sensible para materiales con alto número atómico.

El método RBS puede describirse a partir de la colisión elástica entre una partícula de alta energía cinética (del orden de los 0.5 MeV) y un blanco atómico. Los proyectiles retrodispersados son recolectados por un detector semiconductor en estado sólido [5].

La cámara donde se ubicó la muestra cuenta con un detector de partículas ubicado a  $10^\circ$  de la dirección de incidencia de los iones. Este detector registra pulsos de corriente por cada partícula que impacta en el mismo. Los datos con los que se trabajó son histogramas de intensidad de pulsos en unidades ADC. Las partículas detectadas son protones retrodispersados y partículas  $\alpha$  resultado de las reacciones nucleares inducidas por los protones.

### A. Calibración y análisis de los espectros RBS

Para la calibración del detector RBS se midió el espectro de una muestra patrón de Au depositado sobre Si. Utilizando software especializado para el análisis de espectros RBS se ajustaron parámetros característicos de la muestra y del detector, y se calcularon los valores de calibración para transformar los espectros de unidades ADC a unidades de energía.

En la Fig.(7) se muestran tres espectros tomados de la muestra patrón de AuSi para tres energías de inci-

dencia distintas. Es evidente el pico característico de los protones que colisionaron con la lámina delgada de Au y el escalón correspondiente a los que colisionaron con átomos de Si. Se ve cómo la energía de las partículas retrodispersadas es mayor cuando el blanco es más pesado ( $M(\text{Au})= 197 \text{ ua}$  y  $M(\text{Si})= 28 \text{ ua}$ ) y aumenta con la energía de los iones incidentes.

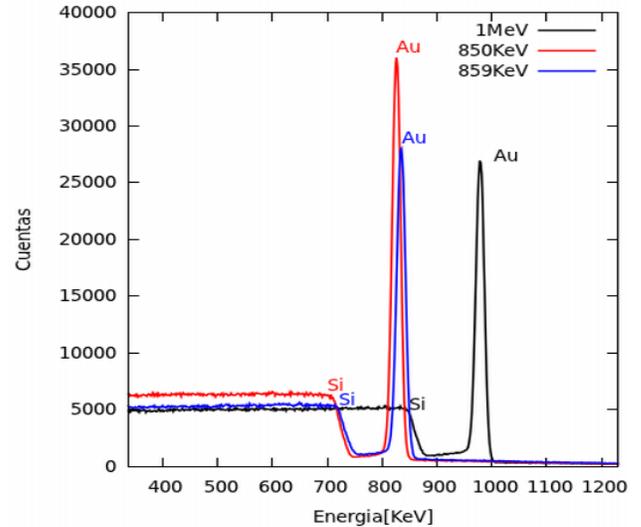


Figura 7. Espectros RBS correspondientes a la muestra patrón de Au sobre Si para diferentes energías  $E_p$ . Se observa el pico característico del Au, el escalón propio del soporte de Si y las variaciones con la energía de incidencia.

### B. Espectros RBS y Energía de Resonancia

Conseguidos los parámetros de calibración se procedió a medir sobre la muestra de FLi. En la Fig. (8) se muestran en cascada los espectros medidos para energías del haz incidente desde 860 KeV hasta 900 KeV [6].

Puede verse a energías menores a la energía incidente, el espectro asociado a la retrodispersión de protones. Los primeros escalones (en 610 KeV y 690 KeV para una energía de protones incidentes de 860 KeV) se deben a la presencia de C y F en la muestra.

Para energías mayores, y hasta  $\sim 2 \text{ MeV}$  el espectro corresponde a partículas  $\alpha$  asociadas a la reacción nuclear en estudio. Cuando la energía no es la de resonancia, el conteo de  $\alpha$  es aproximadamente constante con la energía de incidencia, es decir que la cantidad de partículas  $\alpha$  creadas por la reacción aproximadamente no depende de la profundidad donde son creadas. En otras palabras, la sección eficaz de la reacción en cuestión no varía fuertemente con la energía del proyectil.

Entre  $\sim 2 \text{ MeV}$  y  $\sim 6,5 \text{ MeV}$  no se registran cuentas.

Entre 6.5 MeV y 7 MeV se tiene un pico doble debido a la reacción  $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ , no se puede explicar por qué el pico es doble, siendo que la reacción emite  $\alpha$  de una

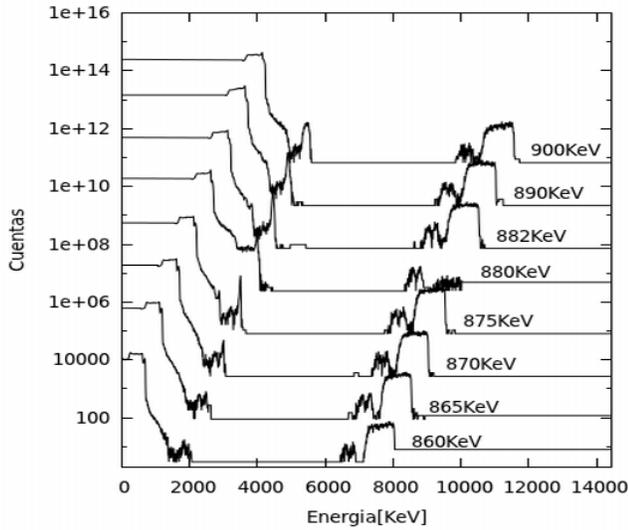


Figura 8. Espectros de la muestra FLi. A energías bajas hay conteos debido a los protones retrodispersados y a partículas  $\alpha$  emitidas por la reacción nuclear  $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ , hasta  $\sim 2$  MeV. A energías altas puede verse el efecto de las resonancias de  $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$  y  $^7\text{Li}(p,2\alpha)$ . A partir de una energía de 870 KeV en los espectros hay un pico de la resonancia, centrado en 2 MeV.

energía definida (7.8 MeV). Se esperaría que la distribución fuera de tipo campana cuyo máximo correspondería a la energía de los  $\alpha$  emitidos a la profundidad a la que ocurre la reacción luego de frenarse en el trayecto de salida del material.

Finalmente, entre 7 MeV y 8 MeV se tiene un perfil “tipo barrera” resultante de la reacción  $^7\text{Li}(p,2\alpha)$  que emite radiación  $\alpha$  de 9.1 MeV. El ancho de esta distribución se debe a que los protones del haz capaces de reaccionar con el Li penetran en el material una distancia máxima finita (a mayor profundidad no tienen energía suficiente para que ocurra la reacción del Li). Los  $\alpha$  menos energéticos son aquellos que tuvieron que recorrer esa distancia para escapar del material, y la energía asociada a ellos corresponde al flanco izquierdo (de menor energía) del perfil de barrera. No se encontró motivo para que este perfil desapareciera al incidir con protones de 880 KeV.

La Fig.(9) muestra en cascada los espectros medidos sobre el FLi en un rango de energías **cuatro veces menor** al anterior. Se diferenciaron con color los espectros tomados durante la mañana y durante la tarde.

Al igual como se ve en la Fig.(8), a medida que se aumenta la energía de la partícula incidente, al superar los 870 KeV crece un pico centrado alrededor de los 2 MeV que luego se desplaza hacia energías más bajas.

Este pico corresponde a haber alcanzado una energía para la cual la sección eficaz de la reacción  $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$  tiene un pico, por eso aumenta el conteo. El desplazamiento hacia energías menores del centro del pico se debe a que la región donde los protones alcanzan la energía de resonancia se ubica más adentro del material a medida

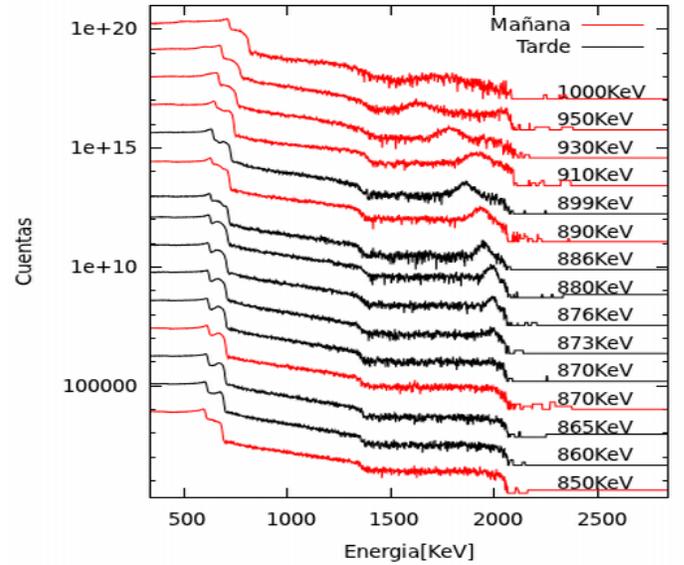


Figura 9. Espectro de la muestra FLi tomados en un rango de  $E_p$  de hasta 2.5 MeV. Se aprecia como el pico de resonancia aparece a partir de 870 KeV y se desplaza hacia energías bajas.

que aumenta la energía del haz incidente y, por lo tanto, los  $\alpha$  deben recorrer una distancia mayor hasta salir del material.

Al alcanzar el haz la energía de resonancia  $E_R$  aumenta el conteo de partículas; puede mostrarse el efecto de la resonancia graficando el área del pico respecto de la energía del protón. Se integraron los picos entre los canales correspondientes a 1800 KeV y 2000 KeV, se normalizó respecto al área total y se graficó respecto a la energía incidente correspondiente (ver Fig.(10)).

Se muestran los resultados obtenidos con los datos de los “colaboradores [6]” y los medidos en las tandas de la mañana y de la tarde. En las tres curvas obtenidas hay un aumento abrupto de la cantidad de cuentas a partir de la energía de resonancia ( $\sim 870$  KeV indicada Fig.(10)). La disminución de cuentas después del aumento abrupto se debe a que para esa energía el pico se desplazó parcialmente fuera de la región de integración.

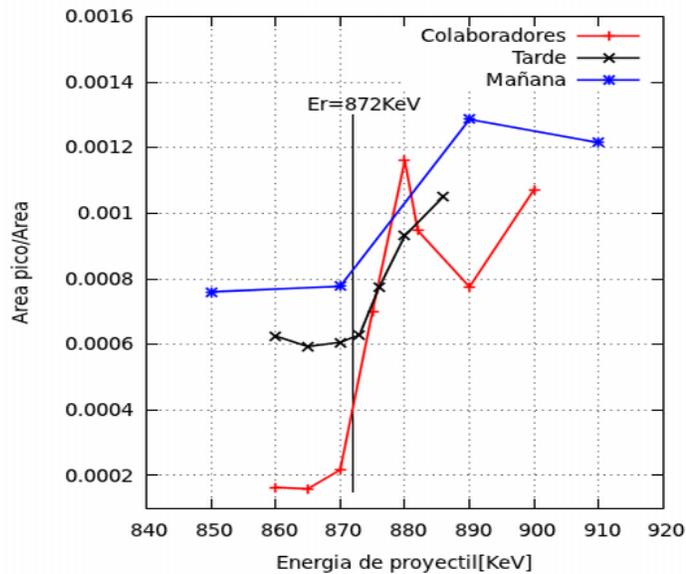


Figura 10. Se muestra el área relativa de los picos respecto de la energía de incidencia de los proyectiles. Se evidencia un abrupto aumento de cuentas cuando se supera la energía  $E_R$ .

#### IV. CONCLUSIONES

A partir de la colisión de un flujo de proyectiles de protones acelerados por un TANDEM sobre una muestra de FLi se estudió la reacción nuclear  $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$  en el rango de energías  $E_p = 0,8-1$  MeV. Utilizando las técnicas de NRA y de RBS se calibraron y analizaron los espectros de energía de la radiación emitida y las partículas dispersadas en la reacción, identificando las componentes características de cada espectro. De la relación entre la energía total depositada en los detectores y los diferentes valores de  $E_p$  se encontró el valor de la energía de resonancia de la reacción  $E_R = 0,87$  MeV, coincidiendo con los resultados presentes en la literatura para este proceso nuclear.

- 
- [1] E. Benatti, M. da Fonseca, D. Garcés, L. Micheletti, Caracterización de la reacción  $^{19}\text{F}(p,\alpha)^{16}\text{O}$ , IPFN (2011).
- [2] K. Spyrou, C. Chronidou, S. Harissopulos, S. Kossionides, T. Paradellis, Cross section and resonance strengths of the  $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$  reaction in the energy range  $E_p = 0,8-3,6$  MeV, Z. Phys. A 357, 283-289 (1997).
- [3] E. Tosi, P. Soubelet, V. Villafañe, Espectroscopía Gamma de media Resolución, IPFN, 3-4 (2012).
- [4] [www.physik2.uni-goettingen.de/research/2\\_hofs/.../nra](http://www.physik2.uni-goettingen.de/research/2_hofs/.../nra).
- [5] M. Mayer, Rutherford Back Scattering, Lectures given at the Workshop on Nuclear Data for Science and Technology: Materials Analysis. Trieste, 19-30 May (2003) Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, EURATOM Association, Garching, Germany.
- [6] Mediciones tomadas por R. Cárdenas, P. Soubelet, A. Abate, F. Grinblat, IPFN (2012).