

Tesis Doctoral

# Reacciones nucleares de fragmentación con proyectiles débilmente ligados

Martínez Heimann, Diego

2013

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Martínez Heimann, Diego. (2013). Reacciones nucleares de fragmentación con proyectiles débilmente ligados. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Martínez Heimann, Diego. "Reacciones nucleares de fragmentación con proyectiles débilmente ligados". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2013.

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires



**UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES**

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

**Reacciones nucleares de fragmentación con proyectiles  
débilmente ligados**

Tesis presentada para optar por el título de Doctor  
de la Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias Físicas

**Diego Martinez Heimann**

Director de Tesis: Dr. Alberto J. Pacheco

Consejera de Estudios: Dra. Ana María Llois

Lugar de Trabajo: Laboratorio TANDAR, Comisión Nacional  
de Energía Atómica

Buenos Aires, 2013



# Reacciones nucleares de fragmentación con proyectiles débilmente ligados

## RESUMEN

A partir de la disponibilidad de instalaciones capaces de producir haces radiactivos, gran parte de las actividades dentro del marco de la física nuclear experimental y teórica han sido orientadas al estudio de reacciones con núcleos en zonas alejadas del denominado valle de estabilidad. Al mismo tiempo, la existencia de ciertos núcleos estables pero débilmente ligados, con muchas características similares (como ser por ejemplo el bajo umbral de energía de separación), brinda la posibilidad de estudiar este tipo de mecanismos con la ventaja adicional de poder ser producidos en forma más sencilla y con flujos de mayor intensidad.

Entre los distintos mecanismos que pueden tener lugar en las interacciones con núcleos inestables o débilmente ligados, el proceso de quiebre o *breakup* resulta de particular interés por diversos motivos. Dentro del área de astrofísica nuclear, se ha propuesto que el estudio del mecanismo de breakup de núcleos livianos permitiría la determinación de secciones eficaces de captura radiativa a través del proceso inverso. Por otro lado, en el contexto de la física de reacciones en general, el interés está puesto en entender, no solo los mecanismos que dan lugar a este tipo de procesos por la comprensión del fenómeno en sí mismo, sino que también se halla abierta una discusión acerca de la influencia que el canal de breakup posee sobre la probabilidad de ocurrencia de otros canales de reacción, como por ejemplo los mecanismos de fusión.

En la actualidad existe escasa información experimental directa sobre secciones eficaces de breakup obtenida en forma exclusiva, es decir, a través de la detección en coincidencia de las partículas producto de la reacción; gran parte de los resultados que se encuentran disponibles parten de extrapolaciones realizadas en base a resultados obtenidos sobre otros mecanismos de reacción. En este sentido, la medición directa del canal de breakup en distintos sistemas y la interpretación de los resultados en forma conjunta con la de otros procesos es de la mayor importancia y actualidad dentro de la física de reacciones nucleares.

En el presente trabajo se describe el desarrollo de un conjunto de procedimientos, tanto a nivel de dispositivos de detección como de programas y procesos de análisis de datos, aptos para la determinación de secciones eficaces absolutas de reacciones de breakup a través de medi-

ciones exclusivas. Los proyectiles estudiados en este caso consistieron en los núcleos débilmente ligados de litio 6 y 7 sobre blancos de samario 144. Se describe el desarrollo de las técnicas experimentales de detección en coincidencia y los procesos de reducción de datos necesarios para la selección de eventos de breakup y se detalla el desarrollo de un programa de simulación de reacciones de quiebre, necesario para el análisis de la eficiencia de los sistemas de detección y el cálculo de secciones eficaces absolutas.

Para el caso de proyectiles de litio 6 se obtuvieron secciones eficaces absolutas para el proceso de quiebre resonante (a través del primer estado excitado del proyectil) y directo. Para el primero de estos mecanismos, los resultados fueron comparados con las predicciones obtenidas a través de un modelo clásico dinámico de simulación hallándose una buena coincidencia entre ambos. Se observó que la sección eficaz de reacción disminuye con la energía de bombardeo al atravesar el valor de la barrera de repulsion coulombiana. Para los resultados del proceso directo se propuso el uso del código de simulación como herramienta adicional del análisis de datos, que permitió estimar un umbral superior de energías relativas medidas de 300 keV.

Se encontró evidencia de una fuerte presencia para ambos sistemas de un proceso de dos etapas, en particular, la transferencia de un neutrón seguida de breakup para el cual fueron calculadas secciones eficaces absolutas de reacción. Se encuentra actualmente en estudio la adaptación de los códigos de simulación para este tipo de procesos y su comparación con predicciones teóricas. Para el caso de proyectiles de litio 7, la tasa de producción encontrada para el caso de quiebre directo (en tritios y partículas  $\alpha$ ) resultó insuficiente para determinar su probabilidad de ocurrencia.

**Palabras claves:** Reacciones nucleares de breakup; Procesos de quiebre resonantes y directos; Mediciones exclusivas; Núcleos débilmente ligados; Reacciones de transferencia seguida de breakup.

# Nuclear breakup reactions with weakly bound projectiles

## ABSTRACT

The recent availability of facilities capable of producing radioactive beams has motivated that an important part of the activities of both experimental and theoretical nuclear physics is currently oriented towards the study of reactions involving nuclei far away from stability. Simultaneously, the existence of stable but weakly bound nuclei that share multiple characteristics (like low breakup threshold energies) gives the possibility of studying these type of mechanisms with the additional advantage of easier beam production and higher intensity fluxes.

Breakup reactions are of particular interest amongst the multiple processes that can occur with unstable or weakly bound nuclei for various reasons. In the context of nuclear astrophysics it has been stated that the study of the breakup mechanism could allow for the determination of radiative capture cross-sections through the inverse process. On other hand, in the nuclear reactions frame the interest is placed in understanding not only the pure mechanisms that generate these processes but also a debate is still open regarding the influence that the breakup channel has over the occurrence of other reaction mechanisms, such as fusion processes.

There is currently not much direct information regarding breakup cross sections obtained in exclusive experiments (i.e. through the coincidental detection of the particles produced in the reaction). Information typically available come from extrapolations made from results obtained in measurements performed over some other reaction channel. In this context, direct determination of breakup processes and the results interpretations in connection with other reaction mechanisms is of the most importance and relevance in the field of nuclear reactions.

In the present work, the development of a set of procedures is described involving both experimental techniques as data analysis methods useful for absolute cross-sections determination in breakup reactions through exclusive measurements. The projectiles used in this case were  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$  bombarded on  ${}^{144}\text{Sm}$  targets. The development of the experimental techniques required for coincidence measurements is described. The data reduction processes needed for breakup events discrimination and coincidental efficiency determination is also detailed.

For the  ${}^6\text{Li}$  case, absolute cross-sections have been obtained for the resonant process occurring through the projectile first excited state and also for the non resonant mechanism. In the former, results were compared with predictions obtained through a classical dynamical model

simulation finding a good match between the results. Experimental cross-sections decrease with bombarding energy for energies above and below the coulomb barrier. For the non-resonant process, the use of the simulation code as an additional tool in the data analysis stage allowed for the determination of an upper threshold of measured relative energies of around 300 keV. Evidence has been found for both reaction systems of a two-stage process, namely one-neutron transfer followed by breakup. Absolute cross-sections were calculated for both cases. Currently, the adaptation of the simulation code is under analysis in order to establish comparisons with theoretical predictions. For  ${}^7\text{Li}$  projectiles the yield for direct breakup in  ${}^3\text{H}$  plus alpha particles turned out to be too low to measure experimentally.

**Keywords:** Breakup reactions; Resonant and non-resonant processes; Exclusive measurements; Weakly bound nuclei; Breakup transfer reactions.

## CONTENIDOS

RESUMEN	i
ABSTRACT	iii
I. INTRODUCCIÓN	1
I.1. Agrupamiento de nucleones	1
I.2. Trabajos previos sobre reacciones de quiebre en ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$	2
II. MARCO TEÓRICO	7
II.1. Propiedades de los núcleos ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$	7
II.1.1. Estados resonantes	9
II.2. Esquema clásico de colisiones nucleares	10
II.2.1. Procesos de dispersión y transferencia de nucleones	13
II.2.2. Reacciones de fusión y de fragmentación de núcleos débilmente ligados	15
II.3. Modelo clásico dinámico	17
II.3.1. La función de probabilidad de breakup	19
II.3.2. Condiciones iniciales y cinemática del proceso de quiebre	19
II.3.3. Probabilidades y secciones eficaces	20
II.4. Descripción asintótica	21
III. DESARROLLO EXPERIMENTAL	27
III.1. Producción de haces de partículas	27
III.2. Configuración de los sistemas de detección	31
III.3. Procesamiento electrónico de datos	34
IV. ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS	41
IV.1. Calibración de los sistemas de adquisición	42
IV.2. Discriminación de eventos y corrección de datos anómalos	44
IV.2.1. Filtro temporal	44
IV.2.2. Correlación en energía	46
IV.2.3. Selección de masas	49



IV.3. Reducción de datos - Magnitudes características	52
IV.4. Simulaciones y eficiencia del sistema de detección: El código SUPERKIN	57
IV.4.1. Mediciones inclusivas y exclusivas de reacciones de quiebre	58
IV.4.2. Extracción de secciones eficaces absolutas - Eficiencia del sistema de detección	64
IV.5. Sistema ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$	66
IV.5.1. Canal $\alpha - d$	66
IV.5.2. Distribuciones angulares - Secciones eficaces diferenciales	78
IV.5.3. Secciones eficaces integradas	83
IV.5.4. Comparación de los resultados experimentales con el modelo dinámico clásico	87
IV.5.5. Canal $\alpha - p$	92
IV.6. Sistema ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$	96
V. CONCLUSIONES	103
APÉNDICES	107
A. Cálculos cinemáticos involucrados en la descripción asintótica del proceso de fragmentación	107
B. Interacción de partículas cargadas con la materia	109
C. Configuraciones del sistema de detección	111
1. Sistema ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$	111
2. Sistema ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$	112
D. Entrada de datos del código PLATYPUS	113
REFERENCIAS	115

## I. INTRODUCCIÓN

Actualmente, la actividad dentro de la física nuclear está siendo fuertemente influenciada por la disponibilidad de instalaciones experimentales capaces de producir haces de iones radiactivos y núcleos exóticos en las vecindades de las denominadas “drip lines” de protones y neutrones en la tabla de isótopos (los límites de existencia de los núcleos ligados). De esta manera, relacionar la estructura nuclear de núcleos inestables o estables pero débilmente ligados a la información proveniente de procesos nucleares dentro de un marco de referencia coherente se ha convertido en una meta de interés dentro de la teoría de reacciones. Los núcleos estables débilmente ligados de litio 6 y 7 poseen un bajo umbral de energía de fragmentación (la energía necesaria para separar los fragmentos constitutivos), característica que comparten con los núcleos radiactivos livianos cercanos a las drip lines. Dado que los primeros resultan mucho más sencillos de ser producidos en los aceleradores de partículas y ofrecen al mismo tiempo características similares (como ser agrupamiento o *clustering* nuclear y bajo umbral de fragmentación), su estudio presenta una gran ventaja a fin de entender y predecir el comportamiento de núcleos exóticos, mucho menos accesibles.

En esta sección se hace un breve repaso histórico del fenómeno de agrupamiento de nucleones que permite explicar algunas de las propiedades particulares de los núcleos  ${}^6\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}$ . A continuación se presenta un resumen de lo conocido a partir de estudios previos sobre reacciones de quiebre y se discute la importancia del análisis de este tipo de mecanismos en particular.

### I.1. Agrupamiento de nucleones

Previamente al descubrimiento del neutrón, Rutherford, en 1921, imaginó al núcleo de nitrógeno como compuesto por tres partículas  $\alpha$  y un protón [87]. Posteriormente, Gamow usó la idea de clustering en el núcleo al formular su modelo de decaimiento  $\alpha$  por penetración cuántica de una barrera de potencial [40]. Esta idea fue desarrollada más adelante por Wheeler [119], quien propuso que los nucleones en el núcleo podrían agruparse en conjuntos, o *clusters*, encontrándose en continua ruptura y reformación a través de todas las combinaciones posibles. Desde entonces, el concepto de clustering ha permanecido como una característica consistente en los modelos de estructura nuclear, surgiendo desde muchos enfoques teóricos diferentes [37, 38, 45, 73, 81, 113].

La probabilidad de formación de un dado conjunto o cluster depende fuertemente de su energía de ligadura: mientras mayor es esta cantidad, más probable es la formación de dicho cluster. De la comparación entre las energías de ligadura de algunos de los clusters más pequeños posibles (2.224 MeV para un deuterio, 8.481 MeV para un tritio, y 28.300 MeV para una partícula  $\alpha$ ) surge que el agrupamiento de protones y neutrones para formar una partícula alfa debería ocurrir con mayor probabilidad. Esta hipótesis de clustering  $\alpha$  no es únicamente una construcción teórica sin consecuencias físicas, sino que ha sido firmemente establecida a través de observaciones de decaimiento  $\alpha$  en núcleos pesados [12], excitaciones fuertemente selectivas en transferencia de clusters [10, 16, 55, 68, 83], reacciones de knockout [86, 116] y estructuras resonantes en reacciones de dispersión elástica e inelástica [66, 74]. Más evidencia a favor del agrupamiento en los núcleos de litio 6 y 7 fue observada en mediciones sobre reacciones de quiebre en  $\alpha+d$  y  $\alpha+t$  respectivamente, en el campo de blancos de alto número atómico [48, 76]. La imagen de clustering en  $\alpha + residuo$  para núcleos de  ${}^6\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}$  es actualmente ampliamente aceptada, tanto teórica como experimentalmente [1, 110, 111].

## I.2. Trabajos previos sobre reacciones de quiebre en ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$

Hacia 1960 fueron introducidas distintas teorías de nucleosíntesis estelar [8, 36] con el propósito de explicar la abundancia en las estrellas de ciertos elementos livianos. La tasa de abundancia de isótopos del litio ( ${}^7\text{Li}/{}^6\text{Li}$ ) era, y sigue siendo, uno de entre varios factores limitantes que constituyen una prueba de dichos modelos [98]. La comprensión de la abundancia observada de litio en la superficie de ciertas estrellas magnéticas [50] y estrellas enanas [4] resulta también importante para obtener información sobre la evolución estelar. Dado que los procesos de nucleosíntesis en las estrellas involucran la ocurrencia de reacciones de captura radiativa a energías extremadamente bajas, su replicación en condiciones de laboratorio resulta extremadamente difícil. En tal sentido se ha propuesto [7, 115] que el estudio del mecanismo de breakup de núcleos livianos podría resultar de gran interés astrofísico ya que permitiría la determinación de secciones eficaces de captura radiativa a través del proceso inverso.

Disdier *et al.* [30] y Québert *et al.* [84] llevaron adelante trabajos acerca de disociación binaria donde fueron detectados los fragmentos producidos a partir de reacciones de quiebre en clusters de la forma  $\alpha + residuo$  utilizando proyectiles de  ${}^6\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}$ . Dos procesos distintos

fueron observados: en el primer modo de breakup, denominado *secuencial* o resonante, la fragmentación procede secuencialmente, primero a través de excitación Coulombiana de alguno de los núcleos a un estado resonante, el cual luego se separa en  $\alpha$ +residuo [30, 51, 84, 91]. El segundo modo observado fue el denominado de breakup *directo* (no resonante), con una clara preminencia en el proceso  ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ , caso para el cual la aplicación de la teoría de breakup Coulombiano de Thompson *et al.* [109] predijo secciones eficaces mucho mayores que aquellas observadas experimentalmente por Shotter *et al.* [92]. Se creyó que las fuerzas de tipo nuclear podrían brindar la contribución principal y el tratamiento adecuado de los efectos debidos a las fuerzas Coulombianas continúa siendo un tema abierto [109]. Estudios posteriores realizados por Davinson *et al.* [23] y Shotter *et al.* [93] mostraron que la interacción Coulombiana resulta progresivamente dominante a bajas energías, permitiendo que ambos modos de breakup sean razonablemente descritos mediante la teoría de desintegración Coulombiana [30, 47, 70].

En este punto surgieron diversas críticas a la propuesta de mediciones de breakup Coulombiano como herramienta para la determinación de las secciones eficaces de captura radiativa [52, 94] debido a que las interacciones de tipo nuclear podrían seguir ejerciendo un rol aún más allá del régimen de energías (o distancia de separación mínima entre los núcleos involucrados) donde se considera que la excitación Coulombiana es dominante. Por otro lado, a partir de la observación de distintas anisotropías entre los componentes de quiebre secuencial y directo  $\alpha + d$  en  ${}^6\text{Li}$  en la dirección de las partículas coincidentes con respecto al haz inicial [51], se mostró que la disociación Coulombiana no puede ser relacionada en forma directa con la reacción de captura de interés  $\alpha(d, \gamma){}^6\text{Li}$ . Esto también despertó interrogantes acerca de si excitaciones y breakup podían ser tratados en forma independiente o si más bien se desarrollan en escalas de tiempo comparables, de forma tal que pongan en juego procesos cinemáticos y dinámicos de interacción de tres cuerpos.

Al realizarse mediciones completas de secciones eficaces totales de todos los fragmentos de breakup de litio 6 y 7 en experimentos inclusivos (mediciones en modo *singles*) fueron descubiertos otros posibles mecanismos de quiebre. Los contajes de partículas  $\alpha$  resultaron ser más del triple de los de deuterios en reacciones con  ${}^6\text{Li}$  [77] - donde también fueron observados protones - y hasta un orden de magnitud mayores que los contajes de tritios en el caso de reacciones con  ${}^7\text{Li}$  [48]. Estas observaciones mostraron la posibilidad de un mecanismo de fragmentación incompatible con el de breakup Coulombiano, sugiriendo la presencia de proce-

tos más complejos de producción de partículas  $\alpha$ , como transferencia de nucleones seguida de breakup del núcleo semejante al proyectil (luego de ocurrido el proceso de transferencia). Partiendo de los rangos de energías de las partículas  $\alpha$ , Pfeiffer *et al.* [82] concluyeron que existía una contribución clara de núcleos inestables de  ${}^5\text{He}$  y  ${}^5\text{Li}$ , que son los productos resultantes de la transferencia de un nucleón (un neutrón o protón) del  ${}^6\text{Li}$ , o dos nucleones (deuterio o  $2n$ ) del  ${}^7\text{Li}$ .

En 1973, Ost *et al.* [78] realizaron uno de los primeros experimentos cinemáticamente comple-

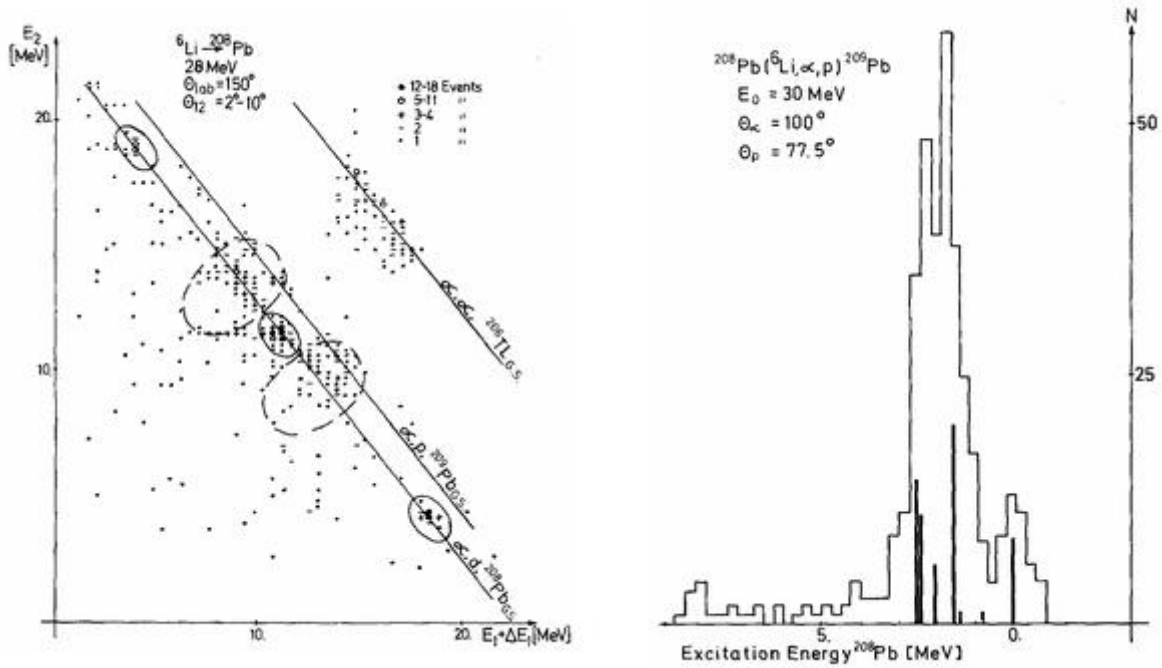


FIG. 1: Resultados de mediciones hechas sobre el sistema  ${}^6\text{Li}$  en  ${}^{208}\text{Pb}$  a 28 MeV de energía de bombardeo por Ost *et al.* [78]. Panel izquierdo: Gráfico bidimensional de los eventos detectados en coincidencia. Los eventos asociados a la reacción secuencial  ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}^*){}^{208}\text{Pb}$ ;  ${}^6\text{Li}^* \rightarrow \alpha + d$  están enmarcados por la línea llena. Los correspondientes a la reacción  ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, {}^5\text{Li}){}^{209}\text{Pb}$ ;  ${}^5\text{Li} \rightarrow \alpha + p$  por línea de guiones. Aquellos eventos de mayor energía corresponden a la reacción  ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, {}^8\text{Be}_{gs}){}^{206}\text{Ti}$ ;  ${}^8\text{Be}_{gs} \rightarrow 2\alpha$ . Panel derecho: Proyección de los eventos  $\alpha + p$  sobre una línea perpendicular a la curva cinemática asociada al espectro de energía de excitación de  ${}^{209}\text{Pb}$  producido luego de la reacción de transferencia de un neutrón  ${}^{208}\text{Pb}({}^6\text{Li}, {}^5\text{Li}){}^{209}\text{Pb}$ .

tos de breakup con proyectiles de  ${}^6\text{Li}$  sobre blancos de  ${}^{208}\text{Pb}$  donde fue evidenciado el proceso de transferencia de nucleones seguida de breakup. Fueron observadas fuertes correlaciones entre las energías de las partículas coincidentes  $\alpha + p$ ,  $\alpha + d$  y  $\alpha + \alpha$ , como se muestra en la Fig. 1, las cuales mostraron que estos fragmentos estaban originados en el quiebre de  ${}^5\text{Li}$ ,

${}^6\text{Li}$  y  ${}^8\text{Be}$  respectivamente. Esto confirmó que el proceso de transferencia de nucleones, tanto individuales como en clusters, puede resultar en una contribución importante al breakup en reacciones con núcleos débilmente ligados.

Ya a mediados de los años 80, el descubrimiento de núcleos exóticos con halos ricos en neutrones [107, 108] constituyó una de las principales motivaciones para el desarrollo de instalaciones capaces de producir haces de iones radiactivos en diversos laboratorios del mundo. La disponibilidad de núcleos ricos en neutrones permite actualmente la realización de estudios de reacciones y de estructura nuclear en zonas alejadas de la estabilidad que proveen información directa para su uso, por ejemplo, en cálculos de procesos de captura rápida de neutrones [60]. Es interesante que los modelos teóricos que funcionan apropiadamente para reacciones con proyectiles fuertemente ligados, donde los procesos de fusión pueden ser descritos con alta precisión mediante el uso de teorías que emplean únicamente la distancia radial entre los centros de masa de ambos núcleos y efectos de canales acoplados [89], no funcionan correctamente para reacciones que involucren proyectiles débilmente ligados y/o núcleos ricos en neutrones [14]. Estos últimos pueden tener nucleones muy débilmente ligados, que resultan en grandes distancias mucho más allá del carozo fuertemente ligado, formando una nube difusa de neutrones o *halo* [54]. Se ha predicho que las secciones eficaces de fusión deberían ser incrementadas para ciertos núcleos halo ricos en neutrones debido al acoplamiento de la excitación dipolar que disminuye la barrera de fusión [21, 22, 104]. Sin embargo, siendo débilmente ligados, estos núcleos pueden experimentar una fragmentación con mayor probabilidad, que sugeriría al mismo tiempo que dichas secciones eficaces podrían disminuir en lugar de verse incrementadas para núcleos halo de menor vida media y estabilidad [57, 105]. Más aún, en algunos casos las predicciones de uno u otro comportamiento dependen del rango de energías (por encima o por debajo de la barrera coulombiana) [46]. Esta dicotomía generó un renovado interés en el estudio de las interacciones [14] y fenómenos de clustering y quiebre [73] en núcleos estables débilmente ligados, como los primeros pasos en la comprensión y predicción del comportamiento de núcleos inestables.

Estudios recientes [52, 64, 88, 95, 96] de reacciones de breakup a energías por encima de la barrera de repulsión Coulombiana para proyectiles de  ${}^6\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}$ , mediante métodos de detección en coincidencia han ofrecido imágenes detalladas de los mecanismos de breakup involucrados. Se halló que el quiebre secuencial a través del primer estado resonante ( $3+$ , 2.18 MeV) domi-

naba el proceso de fragmentación  $\alpha+d$  del  ${}^6\text{Li}$  [88]. Por otra parte, también fueron observadas secciones eficaces relativamente grandes para el mismo canal secuencial de breakup  $\alpha+d$ , al ser comparadas con el mecanismo de reacción  $\alpha+t$  en mediciones en coincidencia llevadas a cabo sobre el sistema  ${}^7\text{Li}+{}^{65}\text{Cu}$  [95].

De todo lo dicho surge que la medición directa del canal de breakup en distintos sistemas de reacción y la interpretación de los resultados en forma conjunta con la de otros procesos es de la mayor importancia y actualidad dentro de la física de reacciones nucleares. En este contexto, para el presente proyecto se planteó el objetivo de realizar mediciones exclusivas de secciones eficaces de breakup mediante el uso de los proyectiles débilmente ligados  ${}^6\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}$  sobre blancos de  ${}^{144}\text{Sm}$  y de lograr una descripción acabada de las mismas a través del desarrollo de un marco conceptual adecuado a las características propias de estos fenómenos. La idea rectora del trabajo consistió en desarrollar e implementar en el grupo de Física de Iones Pesados y Espectroscopía de Masas con Aceleradores (FIPEMA) del laboratorio TANDAR el conjunto de herramientas necesarias, tanto a nivel del equipamiento de detección como de los programas y procedimientos de análisis de datos, que permitan sistematizar el estudio de este tipo de fenómenos, acerca de los cuales no existe aún una cantidad de información experimental directa suficientemente extensa.

El esquema general del trabajo está conformado de la siguiente manera: en el siguiente capítulo se describe el marco teórico útil para conocer algunas de las características principales de los proyectiles débilmente ligados utilizados y los modelos propuestos para el contraste de resultados. En el tercer capítulo se detalla el procedimiento experimental, esto es, las características de los sistemas de detección, los métodos de conformación de señales y el procesamiento electrónico de datos. El cuarto capítulo presenta el análisis de los resultados, donde se describen los procesos de selección de eventos de breakup, su conversión a variables físicamente significativas y por último el cálculo de secciones eficaces absolutas que son contrastadas con predicciones obtenidas del modelo teórico considerado como referencia. El quinto y último apartado presenta las conclusiones generales y perspectivas a futuro que se desprenden del trabajo realizado.

## II. MARCO TEÓRICO

La interacción entre protones y neutrones a través de la fuerza nuclear es la responsable de las diversas estructuras en los núcleos. Mientras que por un lado las colisiones nucleares son afectadas por dicha estructura, por otra parte estas perturban el movimiento e interacciones de los nucleones en el interior de cada partícula. De esta manera, los resultados de una reacción están íntimamente ligados a la estructura de los núcleos involucrados. En la primera sección de este capítulo se introduce la descripción de los modelos de clusters de los núcleos  ${}^6\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}$ . La segunda sección presenta una imagen clásica de las colisiones nucleares y sus posibles resultados, enfocando la discusión hacia el caso particular de reacciones con proyectiles débilmente ligados, como los empleados en el presente trabajo. La tercera sección se dedica a la descripción de un modelo dinámico clásico de reacciones de breakup, útil para la simulación de las trayectorias de los fragmentos cargados provenientes de este tipo de reacciones y su codificación en un programa denominado PLATYPUS. Finalmente, la cuarta sección presenta una esquematización cinemática secuencial que puede ser obtenida a través de la manipulación de las magnitudes asintóticas que son determinadas experimentalmente y que es utilizada como herramienta de descripción de estos fenómenos.

### II.1. Propiedades de los núcleos ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$

En la Fig. 2(a) se presenta el esquema de niveles del núcleo  ${}^7\text{Li}$ . La línea punteada corresponde a la energía de umbral de breakup  $Q = 2.467$  MeV para el quiebre  ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ . La disposición de los nucleones en su interior puede ser descripta tanto en términos de protones y neutrones independientes o como un sistema conformado por una partícula  $\alpha$  y un tritio (modelo de clusters). Para el primero de estos casos, el núcleo puede ser analizado mediante el modelo de capas, donde la configuración del estado fundamental es como el que se presenta en la Fig. 2(b). El protón desapareado  $1p_{3/2}$  da lugar al estado  $J^\pi = \frac{3}{2}^-$  del  ${}^7\text{Li}$ . El acoplamiento spin-órbita de la capa  $1p$  produce que el siguiente nivel sea  $1p_{1/2}$  y su ocupación por el protón desapareado genera que el primer estado excitado sea  $J^\pi = \frac{1}{2}^-$  (Fig. 2(c)).

El modelo de clusters de  ${}^7\text{Li}$ , ideado para dar una descripción apropiada de su estructura [120] se encuentra esquematizado en la Fig. 2(d). En este caso el núcleo puede asociarse con un carozo constituido por una partícula  $\alpha$  y un tritio de valencia, los cuales pueden poseer un movimiento relativo entre ellos. Los acoplamientos entre spines y momentos angulares de am-



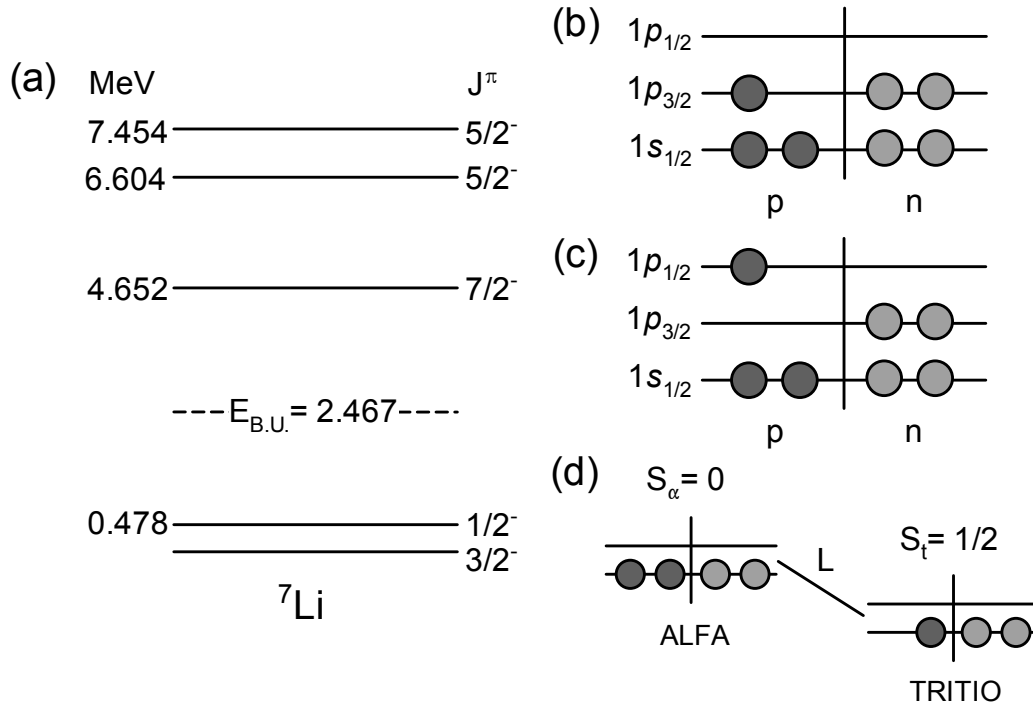


FIG. 2: (a) Esquema de niveles experimental para  ${}^7\text{Li}$ . La línea punteada marca la energía de umbral para el quiebre en  $\alpha + t$ . Configuraciones del modelo de capas para el estado fundamental (b) y el primer estado excitado de  ${}^7\text{Li}$  (c). (d) Modelo de clusters equivalente para  ${}^7\text{Li}$  con momento angular relativo  $L$  entre los grupos

Los grupos o clusters deberían reproducir el esquema de niveles de energía observados para  ${}^7\text{Li}$ . Tanto la partícula  $\alpha$  como el tritio poseen paridad positiva, con un estado fundamental  $J^\pi = 0^+$  y  $J^\pi = \frac{1}{2}^-$  respectivamente. La energía extra es provista por el acoplamiento de espines y momentos angulares de los clusters ( $S_\alpha + S_t + L = \frac{3}{2}^-$ ), donde la paridad final negativa implica un valor de  $L$  impar. Para  $L = 1$ , el acoplamiento del estado  $1p$  y el  $S_t$  reproduce los estados esperados  $J^\pi = \frac{3}{2}^-$  y  $\frac{1}{2}^-$ .

Para el caso de  ${}^6\text{Li}$ , el esquema de niveles determinado experimentalmente se presenta en la Fig. 3(a). El umbral de breakup  $\alpha + d$  es de 1.474 MeV. En el modelo de nucleones independientes (Fig. 3(b)), el acoplamiento del spin del protón desapareado  $p_{3/2}$  y el neutrón deviene en el estado fundamental  $J^\pi = 1^+$  y el estado excitado  $J^\pi = 3^+$  a 2.186 MeV. El modelo de clusters equivalente  $\alpha + d$  se muestra en la Fig. 3(c). Dado que el grupo  $\alpha$  posee un estado fundamental  $J^\pi = 0^+$  y el deuterio  $J^\pi = 1^+$ , la paridad positiva de los estados del  ${}^6\text{Li}$  implica

necesariamente el acoplamiento de los clusters con momento angular par ( $L = 0, 2, 4..$  etc.). Existen otros modelos de clusters de  ${}^6\text{Li}$  que incluyen los tres cuerpos  $\alpha$ -n-p [17, 18].

En ambos casos los niveles energéticos exhiben un estado excitado con una energía superior -

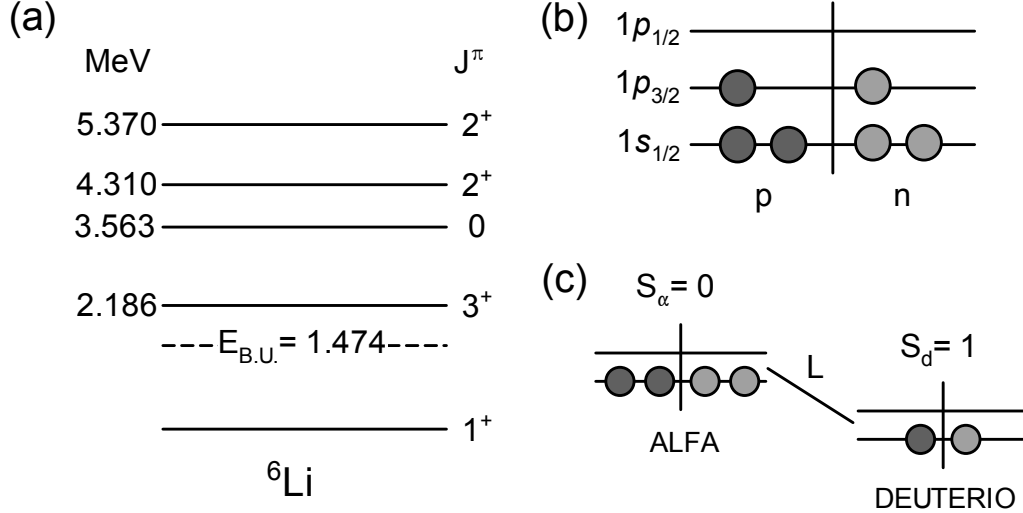


FIG. 3: (a) Esquema de niveles experimental para  ${}^6\text{Li}$ . (b) Configuración del modelo de capas para el estado fundamental de  ${}^6\text{Li}$ . (c) Modelo de clusters equivalente para  ${}^6\text{Li}$  con momento angular relativo  $L$  entre los grupos

aunque cercana - a la de umbral de quiebre. Estos estados no poseen una vida media larga ya que el núcleo puede romperse en los respectivos clusters  $\alpha + d$  y  $\alpha + t$ . Mediante el modelo de clusters, estos estados cuasi-ligados pueden ser vistos como estados resonantes de los clusters en su propio potencial de interacción, y son interpretados como resonancias en mediciones de secciones eficaces nucleares.

### II.1.1. Estados resonantes

Al considerar los núcleos de litio 6 y 7 como compuestos por clusters interactuantes de tipo  $\alpha + \text{residuo}$ , los estados cuánticos resonantes pueden ser interpretados como una gran amplitud de la función de onda cerca del origen del pozo de potencial de interacción como se describe a continuación. Si se considera la dispersión de una partícula sin spin de masa  $\mu$ , energía  $E_{c.m.}$  y momento angular  $l$ , en un potencial esférico simétrico  $V(r)$ , la ecuación radial efectiva de Schrödinger es

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[ E_{c.m.} - V(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] \psi = 0, \quad (1)$$

donde  $l(l+1)/r^2$  es el potencial centrífugo repulsivo. En el límite asintótico, donde  $\lim_{r \rightarrow \infty} [V(r)] = 0$ , la solución de la función de onda radial tiene la forma

$$\psi \sim A_l \sin(kr - l\frac{\pi}{2} + \delta_l), \quad (2)$$

donde  $k = \sqrt{2mE_{c.m.}}/\hbar$  es el número de onda y  $\delta_l$  el cambio de fase de la onda de salida, comparada con la onda incidente. La sección eficaz parcial de dispersión  $\sigma_l$  se relaciona con el cambio de fase a través de la siguiente relación:

$$\sigma_l = \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2(\delta_l). \quad (3)$$

Esta cantidad es máxima cuando  $\delta_l$  pasa por  $\pi/2$ . Cuando  $\delta_l$  cambia rápidamente en un intervalo pequeño de energías (o valor de  $k$ ), la onda parcial  $l$  está en resonancia con el potencial de dispersión, describiendo la formación de un vínculo efectivo entre los dos núcleos en colisión antes de separarse.

Se han llevado a cabo análisis del cambio de fase en dispersión elástica de deuterios por partículas  $\alpha$  [41] y partículas  $\alpha$  por tritios [97] que mostraron que el modelo de clusters de tipo  $\alpha + residuo$  para  ${}^6\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}$  es equivalente al modelo de capas y permite una correcta asignación de paridad y momento angular a la mayor parte de los estados de baja energía en estos núcleos.

## II.2. Esquema clásico de colisiones nucleares

El potencial de interacción entre dos núcleos que colisionan es la suma del potencial nuclear atractivo  $V_N(r)$  ( $r$  es la distancia de separación entre los centros de los núcleos) y los potenciales repulsivos Coulombiano  $V_C(r)$  y centrífugo  $V_l(r)$ :

$$V(R) = V_N(r) + V_C(r) + V_l(r). \quad (4)$$

El potencial nuclear surge de las interacciones nucleón-nucleón individuales. Estas fuerzas de interacción son de corto alcance y decrecen exponencialmente como función de  $r$ . Las interacciones entre un nucleón y un núcleo resultan entonces de la superposición de múltiples de estas fuerzas, de donde el potencial nucleón-núcleo puede ser expresado como  $V(r) \sim e^{-\alpha r}$ .

Una vez dentro del núcleo, se espera que estas fuerzas de interacción saturen y que el nucleón en cuestión sienta únicamente los vínculos con sus vecinos inmediatos con un potencial  $V(r)$  aproximadamente constante. Entre las distintas expresiones analíticas que satisfacen estos requerimientos para el potencial nucleón-núcleo, la forma del denominado potencial de Woods-Saxon (similar a la distribución de Fermi-Dirac) [121] es el más comúnmente utilizado:

$$V_n(r) = -\frac{V}{1 - \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (5)$$

donde  $R$  es el parámetro de radio y es proporcional al número de nucleones. El parámetro de difusividad  $a$  proporciona una medida de la “rapidez” de la caída del potencial.

Este potencial fenomenológico refleja únicamente la distribución de materia cerca de la superficie nuclear, considerando la materia nuclear en el interior del núcleo como incompresible. El potencial núcleo-núcleo toma generalmente esta misma forma ya que durante la colisión de los dos núcleos la interacción periférica está regida por los nucleones en la superficie de ambos. Así, el potencial internuclear  $V_N(r)$  de la Ec. 4 es parametrizado según

$$V_N(r) = -\frac{V_0}{1 - \exp\left(\frac{r-R_0}{a_0}\right)}, \quad (6)$$

donde  $R_0 = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  y  $A_i$  representan los números másicos de los núcleos en interacción,  $V_0$  es la profundidad del pozo de potencial y  $a_0$  es la difusividad de la superficie nuclear. Estos parámetros suelen ser determinados a través del ajuste de datos experimentales tales como las distribuciones angulares de dispersión elástica [80, 117]. Cálculos del potencial internuclear realizados mediante el modelo de doble convolución (*double folding model*) [42] confirman que el potencial de Woods-Saxon proporciona una buena representación de las separaciones internucleares hasta justo por dentro del radio determinado por la barrera de fusión.

El potencial repulsivo Coulombiano  $V_C(r)$  de la Ec. 4 suele expresarse en términos del potencial de interacción entre una partícula puntual cargada y una esfera cargada de radio  $r_c$  a través de la siguiente expresión:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & \text{para } r > r_c \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{s} \frac{3r_c^2 - r^2}{r_c^3} & \text{para } r \leq r_c \end{cases}, \quad (7)$$

donde  $e^2=1.44 \text{ MeV fm}$  y  $Z_i$  son los números atómicos de los núcleos participantes. El potencial centrífugo está dado por:

$$V_l(r) = \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2}. \quad (8)$$

La suma de los potenciales nuclear, Coulombiano y centrífugo determina una serie de potenciales que dependen de  $l$  y cuya forma se muestra esquemáticamente en la Fig. 4. Para cada potencial (valor de  $l$ ), el máximo local, como por ejemplo  $V_b$  para  $l = 0$  es la denominada barrera de fusión, o de repulsión coulombiana. Para colisiones frontales (*head-on*) la separación  $R_b$  de dicho máximo constituye el radio de la barrera.

En términos clásicos, el potencial de interacción determina las órbitas durante el transcurso

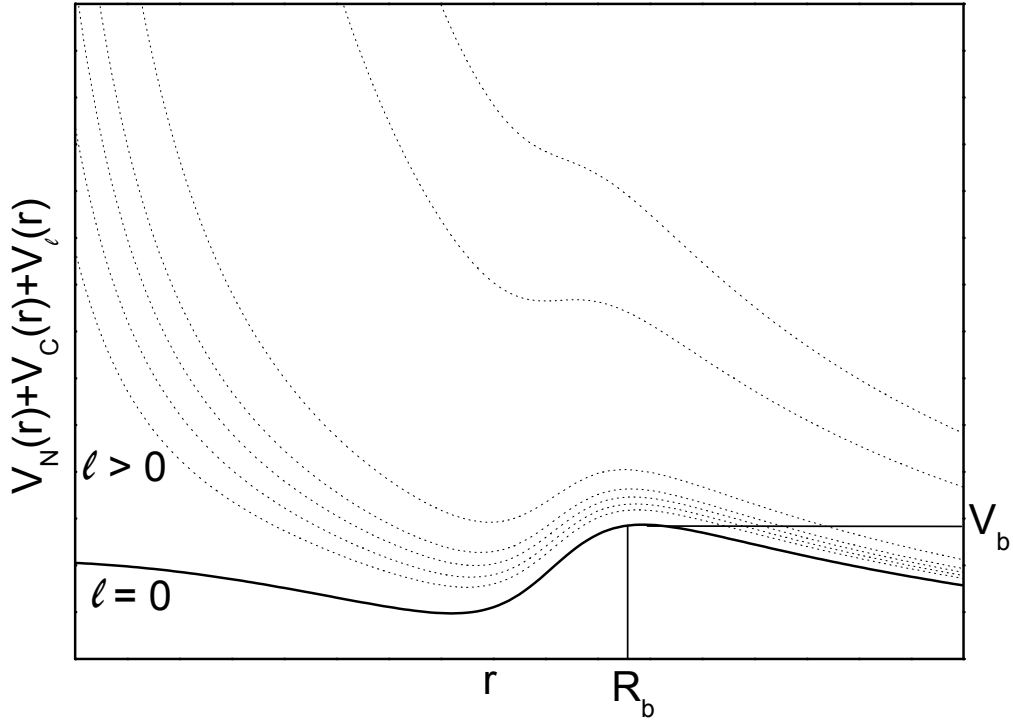


FIG. 4: Suma de los potenciales nuclear, Coulombiano y centrífugo. Los resultados son dependientes del valor de  $l$ . La energía  $V_b$  es el valor de la barrera para una colisión frontal.

de la interacción. El tipo de interacción entre los núcleos depende del momento angular orbital  $l$  entre los mismos (o lo que es equivalente, el parámetro de impacto de la interacción) como se muestra en la Fig. 5, dado que determina la distancia de máxima aproximación entre los dos núcleos. Para que una interacción de tipo nuclear pueda tener lugar, la energía de la partícula incidente debe ser cercana o superior a la barrera de fusión. A energías por debajo de dicha

barrera, el núcleo solamente puede interactuar mediante el campo Coulombiano, lo cual resulta en la denominada dispersión de Rutherford y tal vez dispersión de tipo inelástico a través de excitaciones Coulombianas. Para energías superiores, los núcleos pueden ser atraídos más cerca el uno del otro. En consecuencia se producen reacciones nucleares que involucran a un número creciente de grados de libertad a medida que decrece la distancia de separación internuclear mínima. Así, se tienen en primer lugar las reacciones directas, tales como la transferencia de pocos nucleones, seguidas por la transferencia de varios nucleones, las colisiones profundamente inelásticas con gran disipación de energía cinética, y finalmente las reacciones de fusión con formación de un núcleo compuesto.

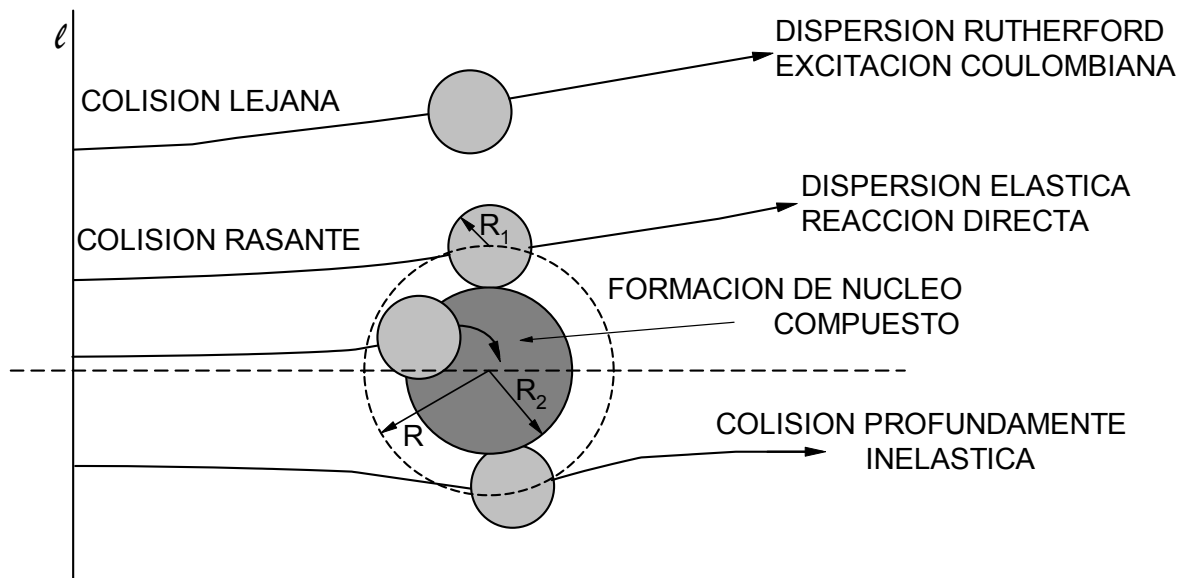


FIG. 5: Imagen clásica de colisiones nucleares donde se muestra la dependencia de las trayectorias con el valor de  $l$  y los correspondientes mecanismos de reacción asociados.  $R_i$  representa el radio del núcleo  $i$  y  $R$  es la suma de los radios de los núcleos en colisión.

Figura adaptada de las Ref. [61, 71].

### II.2.1. Procesos de dispersión y transferencia de nucleones

A energías por debajo de la barrera, los mecanismos de interacción están dominados por el potencial Coulombiano. En este caso, el punto de máxima aproximación  $R_{min}$  entre los núcleos en colisión, el parámetro de impacto  $b$  y el ángulo de dispersión en el sistema de referencia de

centro de masa  $\theta$  están relacionados por las siguientes expresiones:

$$R_{min} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{c.m.}} \left( 1 + \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \right) \quad (9)$$

y

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{c.m.}} \cos \frac{\theta}{2}. \quad (10)$$

Dado que la sección eficaz diferencial de dispersión a un ángulo  $\theta$  viene dada por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{b}{\sin(\theta)} \frac{db}{d\theta}, \quad (11)$$

se obtiene la formula de dispersión de Rutherford

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Ruth.} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{c.m.}} \right)^2 \left( \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \right)^4. \quad (12)$$

Al aumentar la energía  $E_{c.m.}$  la distancia  $R_{min}$  disminuye y los núcleos pueden acercarse mutuamente al punto de sentir el potencial atractivo además del repulsivo de la Ec. 4. A partir de ese momento, la sección eficaz se separa de la predicha por la expresión de Rutherford (Ec. 12) debido a interferencia nuclear-Coulombiana [31] y al conjunto de procesos que comienzan a competir además del de dispersión elástica. Uno de estos posibles mecanismos de reacción es el de transferencia de una o dos partículas. La transferencia de unos pocos nucleones entre los núcleos solo puede tener lugar si el potencial nuclear es pequeño, de forma tal que el potencial nuclear atractivo perturbe solo marginalmente la trayectoria. Las reacciones de transferencia poseen una alta probabilidad de ocurrencia solo si ciertas condiciones cinemáticas son satisfechas [11]. Estas relacionan el valor  $Q$  de la reacción a la condición de que la separación entre los núcleos sea la misma antes y después de la transferencia. Este requisito es descrito por la igualdad:

$$\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E_{c.m.}} \left( 1 + \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \right) = \frac{Z'_1 Z'_2 e^2}{2E'_{c.m.}} \left( 1 + \frac{1}{\sin \frac{\theta'}{2}} \right), \quad (13)$$

donde  $Z_i$  es el estado de carga inicial del núcleo  $i$ ,  $E_{c.m.}$  y  $\theta$  son la energía y ángulo de dispersión y el superíndice ' representa las correspondientes propiedades luego de la transferencia. Para

una trayectoria idéntica ( $\theta \approx \theta'$ ), el valor  $Q$  óptimo para la reacción viene dado por [13]:

$$Q_{opt} = E_{c.m.} \left( 1 - \frac{Z'_1 Z'_2}{Z_1 Z_2} \right). \quad (14)$$

Esto implica que para transferencia de un protón,  $Q_{opt}$  es positivo para *pickup* (transferencia del blanco al proyectil) y negativo para *stripping* (transferencia del proyectil al blanco). Por ejemplo, la reacción  $^{208}\text{Pb}(^7\text{Li}, ^8\text{Be})^{207}\text{Tl}$ , que posee un  $Q_{opt} \approx 9.19$  MeV para una energía de incidencia de 29 MeV resulta favorecida ya que posee un valor  $Q$  al estado fundamental de 9.25 MeV. Las reacciones de transferencia de un neutrón, donde los  $Z_i$  no se modifican, se ven favorecidos cuando el valor  $Q$  de la reacción es cercano a cero.

### II.2.2. Reacciones de fusión y de fragmentación de núcleos débilmente ligados

Para colisiones a energías próximas a la de la barrera de fusión y por encima de ella, los procesos que compiten entre sí son el de transferencia de muchos nucleones, colisiones profundamente inelásticas (con disipación de energía cinética) y fusión. Sobre este último mecanismo existen múltiples trabajos teóricos [9] en los cuales se han desarrollado desde modelos de potenciales clásicos [5] hasta descripciones empíricas de las secciones eficaces de fusión [56, 65] como intentos de analizar los datos experimentales de fusión de iones pesados con éxito variado. En una imagen clásica simplificada se propone que la fusión ocurre cuando los dos núcleos interactuantes se "tocan" entre sí ( $R \approx R_1 + R_2$ ), en cuyo caso la sección eficaz viene dada por:

$$\sigma_{CF}(E_{c.m.}) = \pi R^2 [1 - V(R)/E_{c.m.}]. \quad (15)$$

Esta imagen, excesivamente simplificada del proceso de fusión no incluye factores como ser los grados de libertad internos de los núcleos participantes, efectos mecánico-cuánticos o la posibilidad de canales de reacción alternativos que compitan con este. De esta manera, yendo un poco más allá de esta propuesta aparecen los modelos cuánticos, que incluyen penetración cuántica de la barrera de potencial como así también el acoplamiento a estados excitados de los núcleos en colisión (el llamado modelo de canales acoplados [106]). Una consecuencia importante de esto último es que la barrera de fusión se separa en múltiples barreras [118], algunas de menor y otras de mayor energía que la barrera única de fusión.

Sin embargo, lo que complica aún más el panorama es la existencia de procesos de breakup, de



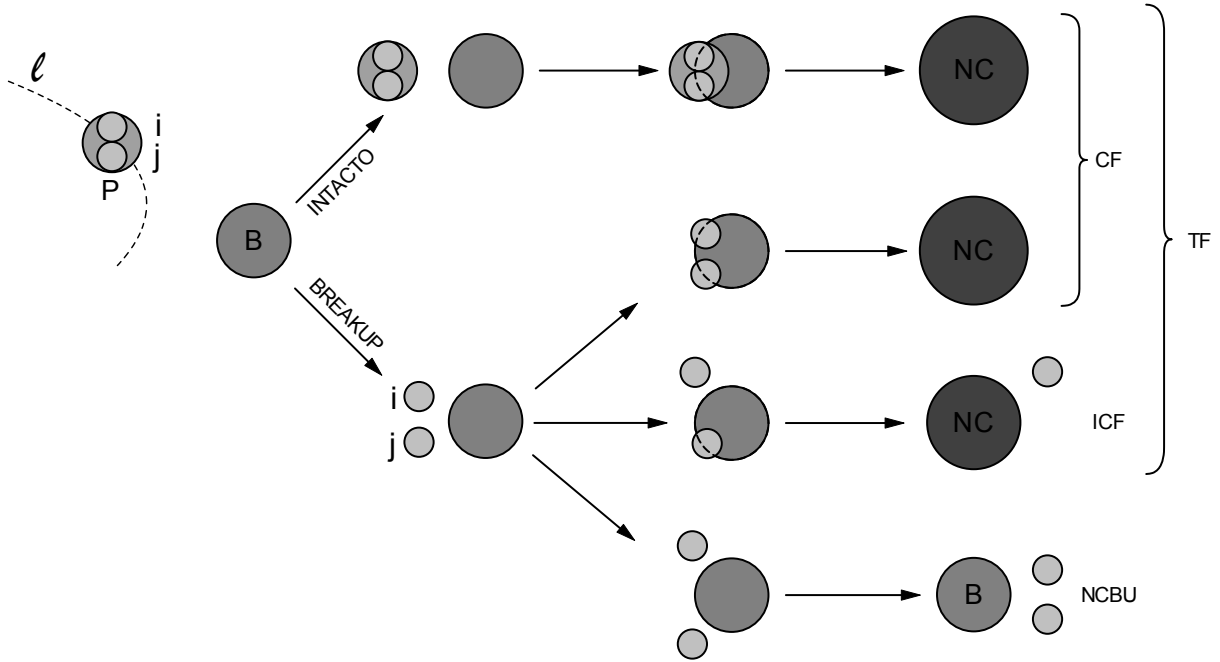


FIG. 6: Representación esquemática de los posibles mecanismos de reacción para colisiones de un proyectil  $P$  débilmente ligado de dos clusters  $(i, j)$  con un núcleo blanco  $B$ . La formación de un núcleo compuesto ( $NC$ ) es posible cuando  $P$  penetra la barrera  $P-T$  (cuando  $P$  sobrevive intacto), o cuando  $P$  se quiebra y alguno o ambos fragmentos  $i, j$  penetran la barrera  $i, j-T$ . El primero de estos procesos es denominado como fusión completa (CF), mientras que los otros son conocidos como fusión incompleta (ICF) en caso de que uno solo de los fragmentos sea capturado (en caso contrario también entra en la categoría de fusión completa). La suma de la fusión completa e incompleta se conoce como fusión total (TF, *total fusion*).

mayor probabilidad de ocurrencia para proyectiles débilmente ligados. Los modelos teóricos que funcionan correctamente para proyectiles fuertemente ligados no pueden ser aplicados en este caso ya que se precisa de un modelo de tres cuerpos de la colisión, como se ilustra en la Fig. 6. Ahora bien, el proceso de fusión completa (CF, *complete fusion*), donde el proyectil permanece intacto al formar un núcleo compuesto a través de la fusión con el blanco, debe competir con el mecanismo de breakup seguido de captura de ambos fragmentos (con los mismos productos de reacción), la fusión incompleta (ICF, *incomplete fusion*) donde solo uno de los fragmentos es capturado y el mecanismo de breakup sin captura (NCBU, *non-capture breakup*, elástico o inelástico según el estado energético final de los productos de reacción), donde ninguno de los fragmentos es capturado.

La aproximación cuántica completa de canales acoplados [106] para reacciones nucleares no

funciona correctamente en la descripción de los procesos de fusión con núcleos débilmente ligados ya que los estados no ligados de baja energía no pueden ser incluidos. El modelo de canales acoplados con discretización del continuo (CDCC), que es una extensión de la aproximación de canales acoplados desarrollado específicamente para describir reacciones nucleares de tres cuerpos, es capaz de hacer predicciones confiables sobre los procesos de NCBU y fusión total (CF + ICF). Sin embargo, esta aproximación y otros modelos cuánticos no logran distinguir entre procesos de fusión completa e incompleta [25].

Las distribuciones angulares y de energías de los fragmentos de quiebre sí son susceptibles de ser obtenidas mediante cálculos de CDCC [114]. Sin embargo este tratamiento no es adecuado para la descripción de fenómenos más complejos tales como los de transferencia seguida de breakup. Una alternativa para avanzar en la descripción de procesos de fragmentación y fusión incompleta de proyectiles débilmente ligados lo constituye el desarrollo de aproximaciones dinámicas clásicas basadas en el concepto de una trayectoria clásica con un mecanismo de breakup estocástico [26]. En particular, existe un modelo tridimensional de estas características que permite calcular las secciones eficaces de breakup, fusión completa e incompleta en forma consistente, y que ha sido aplicado exitosamente en la descripción de la supresión de la fusión completa para energías por encima de la barrera en reacciones con  ${}^9\text{Be}$  [85]; en la siguiente sección se discuten las características esenciales de este modelo.

### II.3. Modelo clásico dinámico

Para la comparación de los resultados experimentales con algún modelo teórico confiable que describa los procesos de quiebre, se utilizó en este trabajo la información provista por un modelo de trayectorias clásicas tridimensional que incorpora el breakup en forma estocástica, desarrollado para el cálculo de distribuciones angulares, distribuciones en energía y secciones eficaces. La física se encuentra codificada en el programa PLATYPUS [28], el cual es descrito en las Ref. [26, 27]. Aquí se presenta una breve enumeración de los conceptos principales de este modelo, útiles para la comprensión del enfoque adoptado.

El código PLATYPUS considera al proyectil débilmente ligado  $P$  como un conjunto de dos clusters  $i + j$ , separados por una determinada distancia inicial. La simulación de la interacción del proyectil  $P$  con el núcleo blanco  $T$  requiere entonces de un conjunto de cuatro potenciales

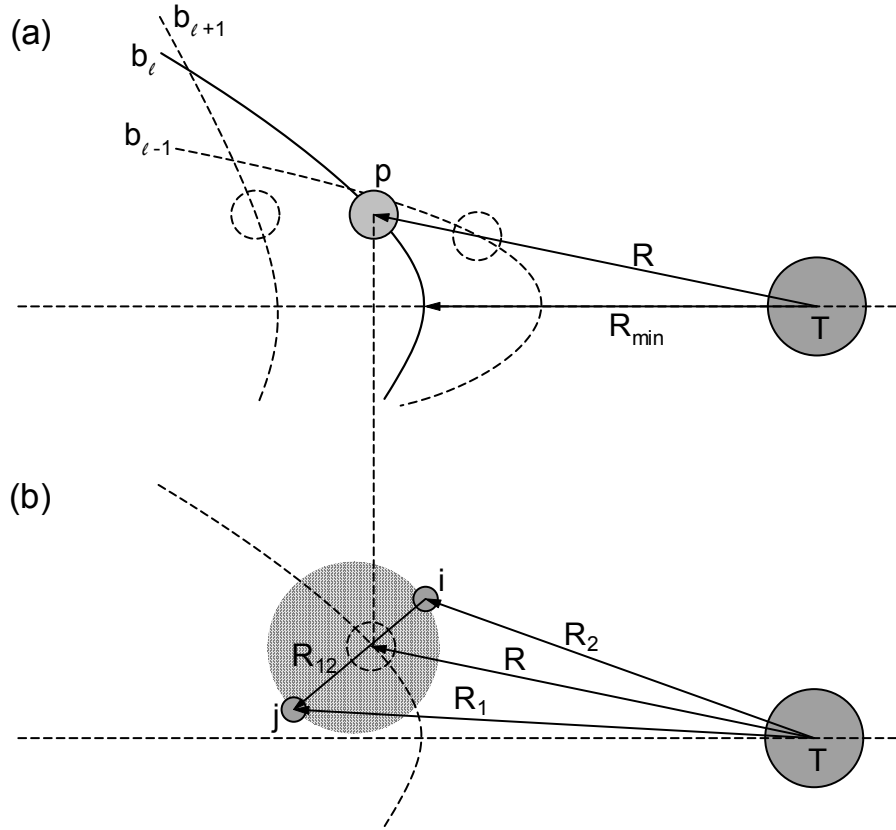


FIG. 7: Cálculos de trayectoria realizados por el programa PLATYPUS. (a) Trayectorias coulombianas del proyectil para la onda parcial  $l$ . (b) La orientación de los fragmentos al momento de breakup con respecto al blanco es muestreada aleatoriamente sobre una superficie esférica de radio definido por la separación entre los fragmentos, la cual es también muestreada a través de una distribución Gaussiana.

de interacción:  $P - T$ ,  $i - T$ ,  $j - T$  e  $i - j$ . Para una dada energía de incidencia y un rango de ondas parciales especificadas por el momento angular  $l$  (equivalentes al parámetro de impacto  $b$  de la reacción) establecidas por el usuario, el programa calcula las trayectorias Coulombianas del proyectil considerando el potencial  $P - T$ , como se muestra en la Fig. 7(a). El potencial nuclear es parametrizado en la forma de un Woods-Saxon, mientras que la repulsion coulombiana entre las partículas cargadas viene dada por la Ec. 7. La ocurrencia del quiebre del proyectil es muestreada estocásticamente a lo largo de su trayectoria, a una distancia de separación proyectil-blanco  $R_{BU}$ . La orientación de los fragmentos en el momento del quiebre es también muestreada en forma aleatoria sobre una superficie esférica cuyo radio (determinado aleatoriamente a partir de una distribución Gaussiana) define la separación inicial de los mismos (Fig. 7(b)). La evolución del sistema es calculada en términos de la separación radial entre los

fragmentos y el blanco ( $R_{1,2}$ ) y entre los fragmentos mismos ( $R_{12}$ ). La salida del programa en su estado final, en la region asintótica, incluye las energías y ángulos de dispersión en coordenadas polares de laboratorio ( $\theta, \phi$ ) de los fragmentos de breakup. La probabilidad de quiebre para cada trayectoria es necesaria como un parámetro de entrada del programa y debe ser determinada en forma empírica, por ejemplo, a partir de datos experimentales.

### II.3.1. La función de probabilidad de breakup

La probabilidad de breakup para un dado proyectil puede ser descripta [26] en términos de una probabilidad de breakup local  $P_{BU,l}(R)$ , correspondiente a una trayectoria con momento angular  $l$ . La función  $P_{BU,l}(R)$  es tal que  $P_{BU,l}(R)dR$  representa la probabilidad de quiebre en el intervalo  $[R; R + dR]$ . Se ha observado en forma experimental [53] que la integral de dicha probabilidad a lo largo de una orbita clásica es una función exponencial de la distancia de máxima aproximación  $R_{min}$ ,

$$P_{BU}(R_{min}) = 2 \int_{R_{min}}^{\infty} P_{BU,l}(R)dR = e^{(\nu - \mu R_{min})}. \quad (16)$$

En esta expresión, el peso exponencial coloca a la mayoría del breakup en la vecindad de  $R_{min}$ . El factor 2 tiene en cuenta el hecho de que en una imagen clásica, el quiebre puede ocurrir en la rama de entrada (al aproximarse el proyectil al núcleo blanco) o de salida (al alejarse del mismo) de la trayectoria.

### II.3.2. Condiciones iniciales y cinemática del proceso de quiebre

Las condiciones iniciales para cada evento de breakup se obtienen a partir de un muestreo de tipo Monte Carlo. Para cada trayectoria de momento angular  $l$ , la posición del breakup sobre esta órbita es definida mediante el cálculo del radio de breakup  $R_{BU}$  en forma aleatoria en el intervalo  $[R_{min}; \infty]$  tanto para quiebre anterior (rama de entrada) o posterior (rama de salida) a la dispersión. Como se mencionó, el peso exponencial colocará a la mayoría del breakup en la vecindad de  $R_{min}$  ( $R_{BU} \approx R_{min}$ ). Para una trayectoria de momento angular menor que el de la onda parcial crítica de fusión  $l_{cr}$ ,  $R_{min}$  es menor que el radio de la barrera  $R_b$  y el breakup resulta confinado únicamente a la rama de entrada, con lo que el valor de  $R_{BU}$  es muestreado únicamente en el intervalo  $[R_b; \infty]$ , o lo que es equivalente, el valor de  $R_{min}$  se fija igual al de  $R_b$ .

Una vez determinado el valor de  $R_{BU}$  y la orientación de los clusters  $i$  y  $j$ , el proyectil se quiebra instantáneamente, momento en el cual entran en juego las interacciones de tres cuerpos dictadas por los potenciales fragmentos-proyectil y fragmento-fragmento. Todas las variables dinámicas, incluyendo la energía interna total y el momento angular son muestreados via Monte Carlo. La separación inicial entre los fragmentos se distribuye en forma Gaussiana en su región clásicamente permitida imitando la distribución de probabilidad radial del estado fundamental del proyectil [27]. La energía interna de los fragmentos es muestreada en el intervalo  $[V_{b,ij}, E_{max}]$ , donde  $V_{b,ij}$  es la energía de la barrera entre los fragmentos y  $E_{max}$  es un valor seleccionado por el usuario.

Las posiciones de los tres núcleos son propagadas en el tiempo mediante el cálculo de las velocidades instantáneas de los fragmentos ( $i, j$ ) por conservación de energía, momento lineal y momento angular en el sistema de referencia de centro de masa entre el proyectil y el blanco. Estas velocidades son luego transformadas al sistema de referencia de laboratorio, donde son resueltas las ecuaciones de movimiento. Las trayectorias calculadas de los fragmentos y el blanco definen finalmente el número de eventos para cada canal de reacción (CF, ICF o NCBU). Uno o ambos de los fragmentos pueden ser capturados por el blanco si su trayectoria clásica los posiciona dentro del respectivo radio de la barrera fragmento-blanco,  $R_{b,ij}$ .

### II.3.3. Probabilidades y secciones eficaces

Del número total de eventos  $N_{i+j,l}$  de breakup obtenidos para cada momento angular  $l$  del proyectil, las cantidades correspondientes a breakup sin captura ( $N_{NCBU,l}$ ), fusión incompleta debido a la captura de alguno de los fragmentos ( $N_{ICF,l}$ ) y fusión completa ( $N_{CF,l}$ ) determinan las probabilidades relativas  $\hat{P}_i = N_{i,l}/N_l$ , donde  $P_{NCBU} + P_{ICF} + P_{CF} = 1$ . Las probabilidades absolutas para cada proceso vienen dadas por [27]:

$$\begin{aligned}
P_{NCBU}(E, l) &= P_{BU}(R_{min})P_{NCBU} \\
P_{ICF}(E, l) &= P_{BU}(R_{min})P_{ICF} \\
P_{CF}(E, l) &= [1 - P_{BU}(R_{min})]H(l_{cr} - l) + P_{BU}(R_{min})P_{CF},
\end{aligned} \tag{17}$$

donde  $H(x)$  es la función escalón de Heaviside. Las secciones eficaces son calculadas usando la expresión

$$\sigma_i(E) = \pi\lambda^2 \sum_l (2l + 1) P_i(E, l), \quad (18)$$

donde  $\lambda^2 = \hbar^2/(2m_p E_{c.m.})$  y  $m_p$  es la masa del proyectil. Los otros observables como las distribuciones angulares, de energía cinética o de energía relativa de los fragmentos para los eventos de NCBU son calculados a través del seguimiento de sus trayectorias a distancias grandes del blanco (region asintótica).

#### II.4. Descripción asintótica

A fin de poder vincular las magnitudes que se determinan experimentalmente con algún proceso específico, como así también para contrastar los datos obtenidos a partir de las simulaciones descritas en la sección precedente, es necesario contar con una herramienta de análisis de las cantidades asintóticas que son efectivamente medidas (ángulos de emisión en laboratorio de los fragmentos, energías depositadas, etc). Para el caso particular de reacciones de breakup, que resultan en la producción de tres o más núcleos en el sistema de salida, este tipo de análisis ha sido un tema de investigación desde hace un tiempo considerable [6, 24, 39, 67, 75]. Los principios involucrados son en general bastante elementales y no implican conceptualizaciones más profundas que conservación de momento lineal y energía total. Sin embargo, las complicaciones que surgen al buscar la correcta forma de aplicación de las formulaciones resultantes han estado entre las principales motivaciones de estos trabajos. Recientemente, el tema de emisión de múltiples partículas ha sido tratado en conexión con experimentos realizados con detectores altamente segmentados [3]. Aquí discutiremos una perspectiva del problema que pone el énfasis en la extracción de las magnitudes físicamente relevantes que describen el problema a partir de datos experimentales para reacciones que generan un número arbitrario de partículas en el estado final. Ciertamente, la elección de este conjunto de magnitudes no es única, sino que se intenta determinar un cierto conjunto que permita una descripción razonable de la configuración asintótica del canal de salida como así también una interpretación lo más sencilla posible del fenómeno que se esté observando.

Consideremos inicialmente una colisión binaria  $p + t \rightarrow a_1 + a_2$ , donde los símbolos se refieren al proyectil, el blanco y los dos fragmentos de salida respectivamente. El canal de salida puede ser caracterizado por las velocidades asintóticas de laboratorio  $\mathbf{u}_j$  de los fragmentos  $a_j$  ( $j = 1,$

2). Una vez considerada la conservación de momento lineal, este conjunto de variables puede ser transformado a otro más significativo dado, por ejemplo, por el vector unitario  $\Omega_{1-2}$ , que describe la dirección de emisión de ambos fragmentos en el sistema centro de masa (c.m.) y la correspondiente energía cinética  $T_{1-2}$  del movimiento relativo en dicho sistema de referencia. Consideremos ahora una reacción con tres partículas en el canal de salida. Desde un punto de vista puramente matemático, y sin hacer mención de mecanismos particulares, este proceso puede ser descompuesto mediante un razonamiento de tipo secuencial: una etapa binaria inicial seguida del quiebre en dos fragmentos de alguno de los productos binarios intermedios, es decir,  $p + t \rightarrow a_1 + a_2 \rightarrow a_{11} + a_{12} + a_2$ . En este caso el canal de salida puede definirse mediante los vectores velocidad  $\Omega_{1-2}, \Omega_{11-12}$  y las energías relativas  $T_{1-2}, T_{11-12}$  asociadas a cada etapa. Los sistemas de referencia relevantes en este caso son el centro de masa del sistema inicial para el primer paso y el correspondiente al subsistema  $a_{11} + a_{12}$  para el segundo. En general, si el número de partículas en el estado final aumenta en uno, el problema puede ser tratado formalmente considerando la subsiguiente fragmentación binaria de alguno de los productos del paso anterior,

$$\begin{aligned}
& a_1 + a_2 \\
& a_{11} + a_{12} + a_2 \\
& a_{111} + a_{112} + a_{12} + a_2, \text{ etc.}
\end{aligned} \tag{19}$$

De esta manera, suponiendo por ejemplo que un total de cuatro partículas son emitidas, las magnitudes básicas asociadas a esta secuencia de particiones podrían ser: i) un conjunto de vectores unitarios que definan las direcciones de emisión en los sistemas de referencia correspondientes,

$$\Omega_{111-112}, \Omega_{11-12}, \Omega_{1-2}, \tag{20}$$

y ii) las energías cinéticas relativas,

$$T_{111-112}, T_{11-12}, T_{1-2}. \tag{21}$$

El diagrama de velocidades que se presenta en la Fig. 8 muestra un esquema de la formulación introducida para esta reacción hipotética. La interpretación anterior, basada en la suposición de

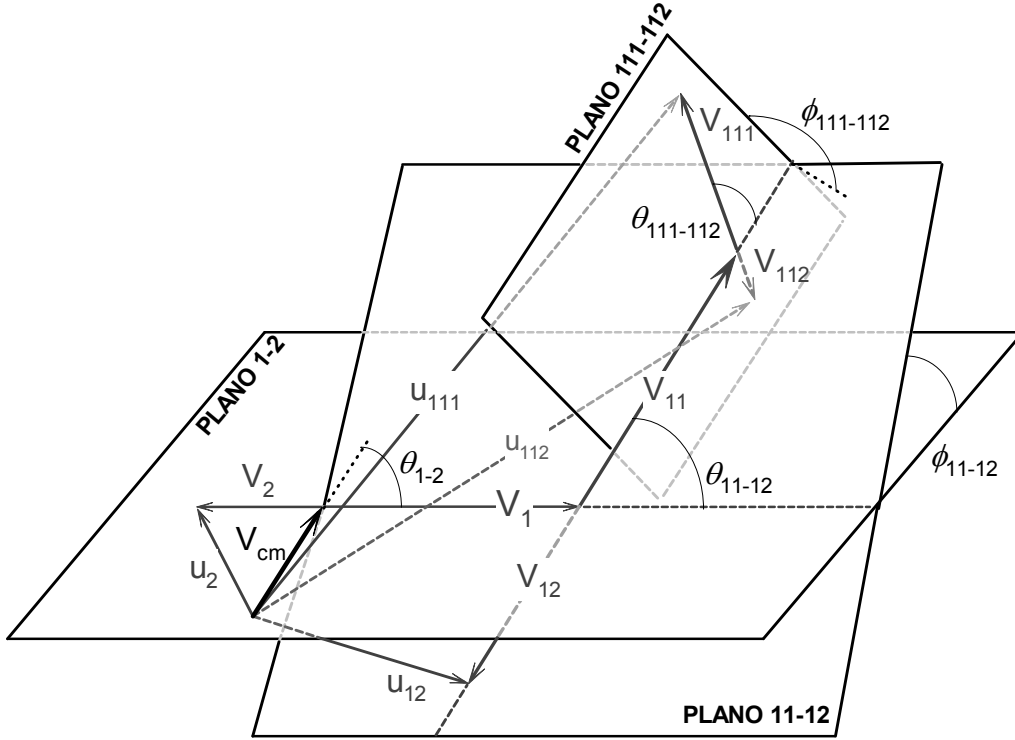


FIG. 8: Diagrama general de velocidades asintóticas para una reacción genérica con cuatro partículas en el canal de salida e interpretación en términos de decaimientos binarios sucesivos. Cada uno de los planos indicados resulta definido por el vector velocidad (en centro de masa) de la partícula producida en la etapa anterior (por ejemplo  $V_{11}$ ) y las velocidades (también en centro de masa) de los fragmentos de quiebre de esa etapa ( $V_{111}$  o  $V_{112}$ ). Se indican los ángulos polares ( $\theta_j$ ) y azimutales ( $\phi_j$ ) asociados a cada etapa. También se presentan las velocidades en el sistema de laboratorio ( $u_{111}$ ,  $u_{112}$ ,  $u_{12}$  y  $u_2$ ) de los cuatro fragmentos finales.

pasos secuenciales, se indica mediante el uso de diferentes planos que contienen las velocidades asintóticas de los productos de cada etapa binaria de decaimiento. La figura también muestra los ángulos de centro de masa polares  $\theta_j$  y azimutales  $\phi_j$  asociados a la  $j$ -ésima etapa binaria, de un total de tres consideradas. Por ejemplo,  $\theta_{1-2}$  representa el ángulo polar entre la velocidad asintótica  $\mathbf{V}_1$  y la velocidad del centro de masa global  $\mathbf{V}_{cm}$ ,  $\theta_{11-12}$  entre  $\mathbf{V}_{11}$  y su predecesor  $\mathbf{V}_1$  y así siguiendo. Un detalle de las fórmulas generales que conectan las velocidades asintóticas y los ángulos de centro de masa para el caso más general se presenta en el apéndice A.

La restricción impuesta por la conservación de la energía total implica que

$$T_I = E^* + Q_{gg} + \sum_j T_j, \quad j = 1 - 2, 11 - 12, 111 - 112, \dots, \quad (22)$$



donde  $T_I$  es la energía cinética inicial,  $E^*$  es la suma de las energías de excitación de todos los productos de reacción,  $Q_{gg}$  es el valor  $Q$  al estado fundamental de la reacción y  $T_j$  es cada una de las energías cinéticas definidas previamente. Pueden existir restricciones adicionales si alguna de las  $T_j$  es obligada a tomar algún valor fijo, por ejemplo para una reacción que poblase estados discretos de los productos de reacción. Debe destacarse que no hay una pérdida de generalidad en el hecho de que la secuencia representada en (19) proceda a través de una sola rama (solo uno de los fragmentos producidos en la etapa anterior experimenta el quiebre subsiguiente). En caso de ser necesario, la formulación puede ser modificada sencillamente en este sentido, dependiendo de la información adicional con que se cuente sobre la reacción particular que se intenta describir. Por ejemplo puede resultar más natural considerar que el tercer paso del proceso esta dado por  $a_{11} + a_{12} + a_{21} + a_{22}$ , etc.

A pesar de que esta formulación puede parecer restringida a procesos de tipo secuencial, en realidad no es dependiente de la ocurrencia de algún tipo de mecanismo de reacción en particular. De hecho, siempre es posible expresar el vector velocidad de una partícula en el canal de salida en el sistema de referencia centro de masa de cualquier subsistema arbitrario al cual pertenezca. Esto es cierto aún si la conservación de momento no es tal para dicho subsistema al estar sujeto a fuerzas externas de otras partículas del sistema global. También debe ser destacado que las distancias típicas (a partir de las cuales la interacción entre las partículas pasa a ser despreciable) son varios órdenes de magnitud menores que las dimensiones características de los blancos y sistemas de detección utilizados en la práctica. En conclusión, las condiciones aptas para la interpretación de múltiples partículas en términos de decaimientos binarios secuenciales se alcanzan siempre en las situaciones experimentales típicas, aún cuando la reacción en sí no proceda de forma secuencial. En este sentido, las referencias a la temporalidad de los eventos en conexión con las diversas etapas binarias (expresiones como anterior, siguiente, primera, última, etc.) deben ser interpretadas en este contexto antes que ser tomadas literalmente.

El hecho de que la formulación cinemática asintótica del problema sea válida independientemente de los detalles internos del mecanismo que tuvo lugar en el corto rango de la interacción efectiva no implica que, por ejemplo, procesos "realmente" secuenciales y directos vayan a ser indistinguibles experimentalmente entre sí. Las diferencias entre los distintos mecanismos de reacción serán claros eventualmente luego de analizar las distribuciones resultantes respecto de la población de diversos canales asintóticos del canal de salida, cada uno de los cuales puede ser

caracterizado y completamente definido por variables análogas a las que fueron previamente descritas o por algún conjunto equivalente de ellas. Por último, debe mencionarse que a pesar de su validez general para emisión de múltiples partículas, esta formulación es especialmente adecuada para el caso de reacciones de baja energía que involucren la emisión de pocos fragmentos y para el estudio de sus correlaciones y no para el caso de multifragmentación total en el sentido de desintegración nuclear completa (e.g. [19]), en cuyo caso una aproximación estadística resulta más apropiada.



### III. DESARROLLO EXPERIMENTAL

El método experimental propuesto consiste en la detección exclusiva (en coincidencia) de los fragmentos producto de las reacciones estudiadas. Este objetivo se logró a través del uso de dos sistemas de detectores telescópicos para los cuales los requisitos de coincidencia temporal fueron establecidos mediante la configuración adecuada de los dispositivos electrónicos de procesamiento de señales. Los eventos aceptados fueron procesados por los códigos de análisis de datos en forma de eventos multiparamétricos que contienen la información de las magnitudes necesarias para la reconstrucción completa de cada registro, más específicamente, la energía total de cada núcleo y el intervalo de tiempo transcurrido entre la detección de ambas partículas. En la presente sección se describen en detalle los elementos constitutivos de cada una de estas etapas comenzando por el sistema de producción de haces de partículas. A continuación se discuten las condiciones experimentales elegidas, las características propias del tipo de detectores utilizados y las configuraciones de los sistemas de detección. Por último se discute el método de procesamiento electrónico de datos implementado para la realización de mediciones exclusivas.

#### III.1. Producción de haces de partículas

Como fuente de producción de núcleos débilmente ligados se utilizó el acelerador de iones pesados TANDAR. Los proyectiles requeridos fueron de  ${}^6\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}$ , bombardeados sobre blancos de  ${}^{144}\text{Sm}$ . En cuanto a este último cabe decir que se trata de un núcleo esférico que ha sido exhaustivamente estudiado desde el punto de vista del papel desempeñado por la deformación cuadrupolar en la modificación de las secciones eficaces de fusión [29] y de transferencia [32, 79, 112] en reacciones inducidas por distintos proyectiles a energías próximas a la barrera de repulsión coulombiana. En particular dentro del grupo de trabajo se ha llevado a cabo recientemente una detallada medición de las distribuciones angulares en el sistema  ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  a distintas energías de bombardeo con el propósito de determinar los potenciales ópticos del sistema y de estudiar la llamada anomalía de umbral (threshold anomaly) [90] cuya presencia en mayor o menor grado se supone a su vez estrechamente relacionada con la persistencia del canal de breakup a energías por debajo de la barrera (breakup threshold anomaly) [33, 34]. El acelerador TANDAR (Fig. 9), perteneciente a la Comisión Nacional de Energía Atómica, se encuentra en las instalaciones del Centro Atómico Constituyentes. Este es un acelerador electrostático tipo tándem, con un generador Van de Graaf de 20MV, albergado en una torre

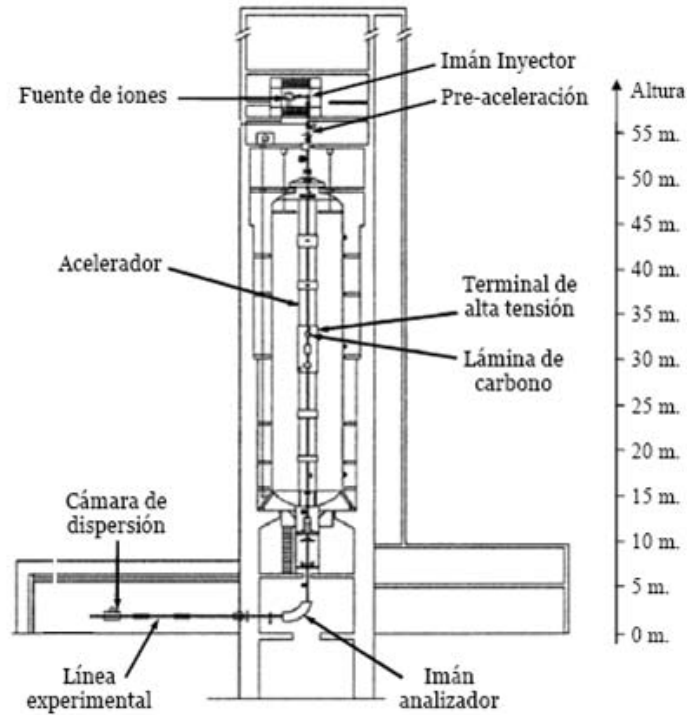


FIG. 9: Esquema del acelerador TANDAR utilizado como fuente de proyectiles de  ${}^7\text{Li}$  y  ${}^6\text{Li}$  para las mediciones realizadas en el presente trabajo.

de hormigón de más de 65 metros de altura. En la parte superior del acelerador se encuentra la fuente de iones, la cual posee un cátodo donde se coloca una muestra de composición química variable, adecuada para la producción del nucleido de interés. Este cátodo se encuentra a un potencial de  $-6$  kV. En la fuente se hace ingresar vapor de cesio y se ionizan átomos del gas mediante un filamento caliente. Los átomos de  $\text{Cs}^+$  se aceleran hacia el cátodo debido a la diferencia de potencial y colisionan con la muestra, desprendiendo átomos de la misma. Aquellos que emergen con estado de carga nulo se dispersan, los que poseen estado de carga positivo son atraídos por el cátodo, mientras que aquellos con estado de carga negativo son repelidos, acelerados por un potencial de extracción de 28 kV y enfocados hacia un imán inyector que realiza una primera selección en masa. A continuación se tiene una etapa de preaceleración de los iones negativos seleccionados a través de un potencial de 180 kV y enfoque hacia la entrada del acelerador principal. A mitad de la columna se encuentra un terminal de alta tensión. Debido a que el estado de carga de los iones que ingresan a la columna de aceleración es  $-1$ , al llegar al terminal poseen una energía cinética  $eV_{Term.}$ . Allí atraviesan una lámina delgada de carbono y pierden su carga adicional más una cantidad  $q$  de electrones. Los iones quedan

entonces con carga positiva  $qe$  y son repelidos por el mismo terminal de alta tensión, a la vez que enfocados hacia la entrada del imán analizador. Allí el potencial es nulo y por lo tanto la energía cinética final de los iones es  $E = (1 + q)V_{\text{Term.}}$ .

Dado que de la lámina de carbono los iones no emergen todos con el mismo estado de carga, se tiene una distribución de energías del haz de iones en la entrada del imán analizador, el cual es utilizado para realizar la última selección. Este imán posee un radio de curvatura  $\rho = 2$  mts., y la intensidad del campo magnético que produce puede ser ajustada, hasta un máximo de 16 kGauss. El campo  $\vec{B}$  que genera es normal a la trayectoria de los iones incidentes, provocando sobre ellos una fuerza de Lorentz  $F_L = q\vec{v} \times \vec{B}$ . Esta fuerza produce una trayectoria circular de los iones, los cuales son seleccionados en función del radio de curvatura que adquieren. Para iones de carga  $q$  y masa  $m$ , de igualar la fuerza centrípeta necesaria para tener un radio de curvatura  $\rho$  ( $mv^2/\rho$ ) a la fuerza de Lorentz ( $qvB$ ), se obtiene

$$m\frac{v}{\rho} = qB, \quad (23)$$

Por lo tanto, el imán realiza una selección de los iones que poseen un valor de rigidez magnética de

$$\rho B = \frac{\sqrt{2mE}}{q}, \quad (24)$$

donde no se utilizaron formulas relativistas puesto que para las energías que se alcanzan con este acelerador siempre se tiene  $E \ll mc^2$ . Para lograr un correcto transporte del haz es necesario que en todo su recorrido el vacío sea del orden de  $10^{-7}$  Torr, mientras que para proveer la aislación eléctrica necesaria el acelerador principal se encuentra en el interior de un tanque lleno de una mezcla de hexafluoruro de azufre (SF6) y nitrógeno presurizado a  $10^4$  Torr. La cámara de dispersión es donde incide finalmente el haz de iones para producir las reacciones nucleares. Allí se disponen los detectores de radiación y la copa de Faraday necesaria para la determinación experimental de secciones eficaces de reacción [35].

Algunas de las irradiaciones realizadas durante el transcurso del presente proyecto fueron planificadas con el objetivo de analizar distintas alternativas de sistemas de detección, buscando optimizar la eficiencia de detección experimental a partir de los dispositivos existentes en el laboratorio. Se realizaron pruebas con detectores de estado sólido de diferentes dimensiones y cámaras de ionización, concluyendo finalmente en una configuración de dos detectores telescópicos. Cada

telescopio consiste en la combinación de dos detectores de estado sólido; el primero de ellos, denominado detector  $\Delta E$ , es suficientemente delgado de forma tal que la partícula incidente deposite una cierta fracción de su energía cinética sin sufrir mayores modificaciones a su trayectoria ni experimentar una dispersión significativa (*straggling*) en energía. El segundo detector, denominado de energía residual  $E_{Res.}$ , es de mayor espesor a fin de que la partícula deposite idealmente toda su energía remanente. El uso de este tipo de sistemas permite una identificación de los números másico y atómico debido a que para una partícula que atraviesa un medio material, la pérdida de energía por unidad de longitud puede ser descrita por la ecuación de Bethe-Bloch (ver apéndice B, Ec. B1), que en forma simplificada expresa que:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto \frac{Z^2 A}{E}. \quad (25)$$

La relación inversa prevé un comportamiento decreciente con la energía de incidencia del núcleo en cuestión. Por otro lado, los valores de los números másico y atómico actúan como parámetros de la relación. Dada la diferente dependencia de cada uno de estos valores, la incidencia del número atómico (variación cuadrática) es más significativa que la del número másico (lineal). Así, para sistemas de detección telescópicos, mediante el análisis de espectros bidimensionales de energía residual en función de la pérdida de energía intermedia se espera que las partículas resulten agrupadas en conjuntos claramente diferenciables, asociados a un mismo valor de número atómico dentro de los cuales se identifique una segunda separación relacionada con el valor del número másico respectivo de cada isótopo. Es interesante destacar además que en caso de contar con partículas monoenergéticas, la representación de cada uno de estos grupos consistiría en un único punto (o mancha si se consideran las fluctuaciones de tipo estadístico inherentes al proceso de medición y a la resolución propia de los sistemas de adquisición de datos). Dado que en realidad se cuenta con una distribución de energías experimentales debida a fluctuaciones estadísticas en la interacción de los proyectiles con el blanco, la distribución propia del haz a la salida del acelerador, etc., es esta distribución en energías, propia del sistema, la que genera el comportamiento que suele ser observado.

Para definir la energía de bombardeo debe considerarse que el valor energético de la barrera de repulsión coulombiana existente entre los núcleos del sistema inicial puede ser estimado

mediante la siguiente expresión,

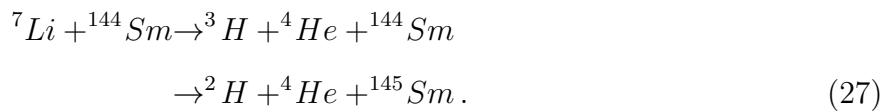
$$E_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_p Z_b e^2}{(R_p + R_b)} \quad (26)$$

Siendo  $Z_i$  el número atómico de cada uno de los núcleos y  $R_i$  su radio nuclear. Utilizando esta relación se obtiene un valor de 25,7 MeV en el sistema de centro de masa binario - aproximadamente unos 27 MeV en el sistema de referencia de laboratorio - para el sistema  ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  y de 26 y 27 MeV respectivamente para  ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$ . Esta es una región energética de interés general, habiéndose realizado recientemente dentro del grupo de trabajo una serie de estudios sobre reacciones de fusión a energías próximas a la barrera coulombiana para los mismos sistemas iniciales.

Los primeros experimentos llevados a cabo fueron realizados sobre el sistema  ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$ , para el cual se utilizó una energía de irradiación de 30 MeV. Por otro lado, la mayor cantidad de datos fue obtenida con proyectiles de  ${}^6\text{Li}$  para los cuales se verificó una tasa de producción mucho mayor, como será discutido más adelante. Para este caso se estudió un rango de energías de bombardeo de 23 a 30 MeV con la idea de analizar el comportamiento de la sección eficaz de quiebre al variar la energía de bombardeo alrededor del valor de la barrera de repulsión coulombiana.

### III.2. Configuración de los sistemas de detección

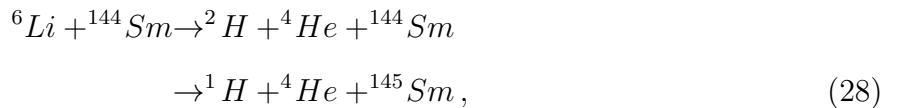
La identificación, caracterización y medición de secciones eficaces integrales y diferenciales para este tipo de reacciones requieren una planificación cuidadosa y el montaje de dispositivos de detección específicos y adecuados para el tipo de reacción a medir. Por lo tanto, a efectos de definir aspectos particulares del arreglo experimental es necesario partir de una estimación del proceso que se supone que habrá de ocurrir con mayor probabilidad. Siguiendo esta noción, para el caso de proyectiles de  ${}^7\text{Li}$  se adaptaron los dispositivos de detección considerando la ocurrencia de los siguientes canales de reacción:





El primer caso corresponde al quiebre directo del núcleo proyectil. El segundo caso indica una reacción en la cual la fragmentación (en este caso del isótopo  ${}^6\text{Li}$ ) se produce luego de la transferencia de un neutrón del proyectil hacia el blanco. Este último canal de reacción, energéticamente favorecido en comparación con el primero (menor valor absoluto del valor  $Q$  de la reacción), ha sido recientemente identificado en el caso de procesos inducidos por el mismo proyectil sobre un blanco de  ${}^{65}\text{Cu}$  [95]. En ambos casos se tomaron como referencia en la planificación aquellas reacciones de quiebre secuenciales (ver Secc. IV.3), ocurriendo a través del primer estado resonante de cada uno de los núcleos [20, 93, 95] para la disposición inicial de los dispositivos de detección.

En el caso de proyectiles de  ${}^6\text{Li}$ , los canales de reacción considerados fueron los siguientes:



Análogamente al caso de anterior, la primera situación corresponde al quiebre directo del proyectil mientras que en la segunda interviene un proceso de transferencia de un neutrón del proyectil al blanco previo al breakup, mecanismo que ha sido recientemente reportado para una reacción de  ${}^6\text{Li}$  incidiendo sobre un blanco de  ${}^{208}\text{Pb}$  [62]. Es importante aclarar que el hecho de adaptar los dispositivos de detección a los canales de reacción considerados significa simplemente maximizar la eficiencia geométrica para dicho proceso. Esto no necesariamente implica desestimar la ocurrencia de otros canales posibles, los cuales en general también serán detectados aunque posiblemente con menor eficiencia.

En la Fig. 10 se muestra el arreglo experimental utilizado junto con un diagrama de bloques de la electrónica asociada. La cámara de reacciones consiste en un recinto cilíndrico de 80 cm. de diámetro y 30 cm. de altura. El nivel de vacío que posee la cámara en condiciones de experimento es de  $10^{-6}$  Torr. El blanco es colocado en el recinto y es el lugar que constituye el centro de reacciones. La cámara posee dos platos, uno en el soporte inferior y otro en la tapa superior, los cuales pueden girar sobre sus ejes. Estos son operados desde el exterior por medio de motores paso a paso que permiten determinar y controlar sus posiciones con una precisión de  $0,1^\circ$ .

Los distintos blancos a utilizar se colocan en una escalerilla portablancos ubicada en el centro

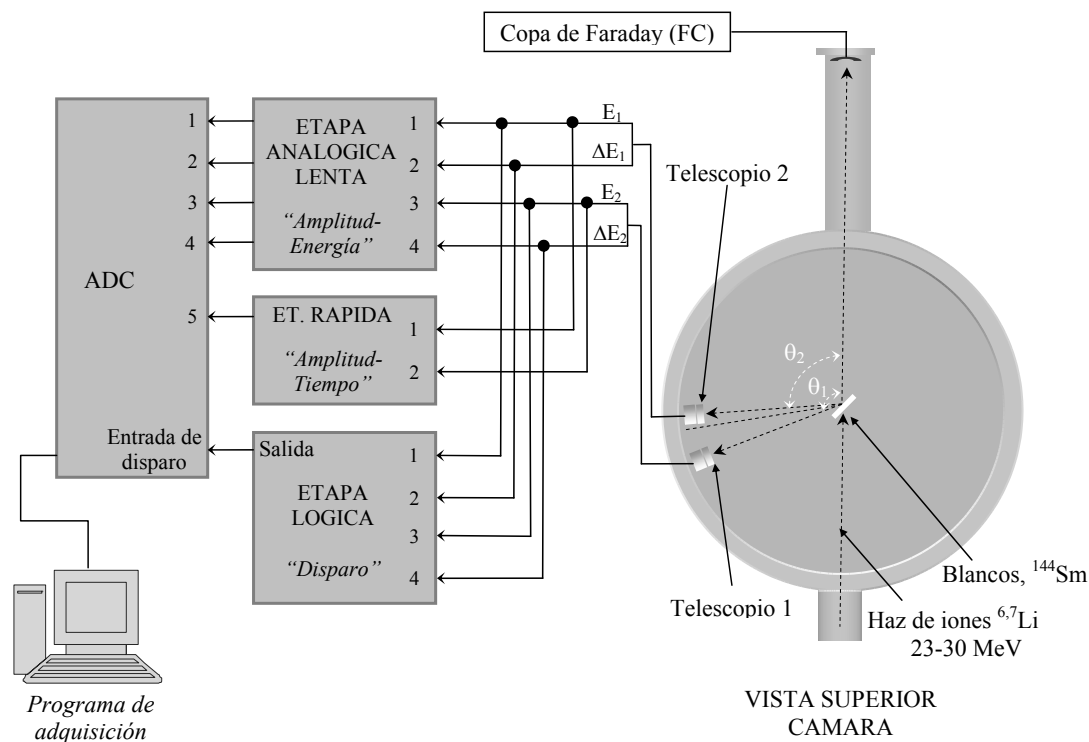


FIG. 10: Esquema del arreglo experimental utilizado para las mediciones y diagrama de bloques de la electrónica asociada. La posición de los sistemas de detección dentro de la cámara de reacciones se configuró para igualar el ángulo sólido subtendido por cada telescopio dependiendo del detector limitante en términos de área activa.

de la cámara de dispersión, utilizada también para posicionar un diafragma de fósforo circular para enfoque del haz incidente. La posición de la escalerilla puede ser modificada externamente para seleccionar el blanco sobre el cual se hace incidir el haz. También es posible ajustar el ángulo entre el blanco y el plano normal al haz. Mediante su correcta selección se procuraba que los bordes de la escalerilla no se interpusieran entre el blanco y los detectores, permitiendo que lleguen a estos últimos los productos de reacción.

Los proyectiles que no interactúan con el blanco y siguen en la misma dirección del haz incidente dan lugar al haz saliente. Debido a que la cantidad de núcleos del haz incidente que reaccionan con núcleos del blanco es despreciable frente a los que no lo hacen, a los fines prácticos puede considerarse que el haz saliente y el incidente poseen el mismo flujo. El haz saliente es recolectado en una copa de Faraday ubicada al final de la línea experimental, mediante la cual se mide la corriente eléctrica neta del mismo y la carga total recolectada durante una dada irradiación. Valores típicos de corriente obtenidos son del orden de 10 nA. Como ejemplo, dado que el estado

de carga más probable del  ${}^7\text{Li}$  es  $+3e$ , inciden sobre el blanco aproximadamente una cantidad de  $4 \times 10^{10}$  proyectiles por segundo. Para intervalos de irradiación de media hora, la carga neta  $Q$  transportada por el haz es del orden de  $18 \mu\text{C}$ . El valor de  $Q$  resulta de suma importancia para la normalización y cálculo de secciones eficaces como se discutirá más adelante.

Los dos detectores  $E$  utilizados presentan áreas activas de detección de  $150 \text{ mm}^2$ . Los detectores de transmisión ( $\Delta E$ ) poseen valores de área activa diferentes,  $50 \text{ mm}^2$  el primer detector, de  $20 \mu\text{m}$  de espesor, y  $300 \text{ mm}^2$  el otro de  $30 \mu\text{m}$ . Este hecho debió ser tenido en cuenta al momento de definir las posiciones radiales de los telescopios dentro de la cámara de vacío. Se colocaron los telescopios de modo que cada uno de ellos subtendiese el mismo ángulo sólido relativo al centro de reacciones ajustando las distancias y empleando colimadores circulares. Cada uno de estos fue fijado a uno de los dos platos giratorios de la cámara, de manera de poder modificar independientemente sus posiciones angulares sin necesidad de abrir la cámara. A partir de la necesidad de realizar mediciones en las cuales uno de los detectores pudiese ser colocado fuera del plano de la reacción binaria (es decir, que el plano que contiene a la dirección del haz y a uno de los dos telescopios no contenga también a la dirección del otro telescopio), se trabajó en la codirección de un proyecto de la materia laboratorio 6 y 7 de la carrera de física de la UBA, consistente en el diseño y fabricación de un dispositivo apto para tal fin. Este dispositivo permitió la colocación de uno de los sistemas telescópicos de detectores a diversos ángulos fuera del plano de reacción, con una graduación mínima de  $1^\circ$ , leída mediante una escala grabada en uno de sus laterales.

### III.3. Procesamiento electrónico de datos

Cada vez que se registra un evento, es generada una señal de amplitud proporcional a la energía depositada en cada uno de los cuatro detectores. Estas deben ser procesadas electrónicamente para poder ser inteligibles para el sistema de adquisición de datos, consistente en el programa SPMRoot [99], el cual interactúa a través de una placa analizadora multicanal que utiliza un conversor analógico digital (ADC) de ocho entradas analógicas para señales de energía y una entrada de disparo para la habilitación, mediante pulsos lógicos, de la adquisición y conversión. Como puede verse en la Fig. 11, el sistema completo consta de cuatro bloques bien diferenciados. El primero de estos consiste en una etapa analógica lenta, encargada de acondicionar los pulsos provenientes de los detectores para su lectura en el ADC. Este bloque

permite también establecer requisitos de coincidencia - con tiempos característicos del orden de los microsegundos - entre las señales detectadas necesarios para discriminar reacciones de breakup respecto de las provenientes de otros procesos.

El segundo bloque consiste en una etapa analógica rápida, cuyas señales contienen información

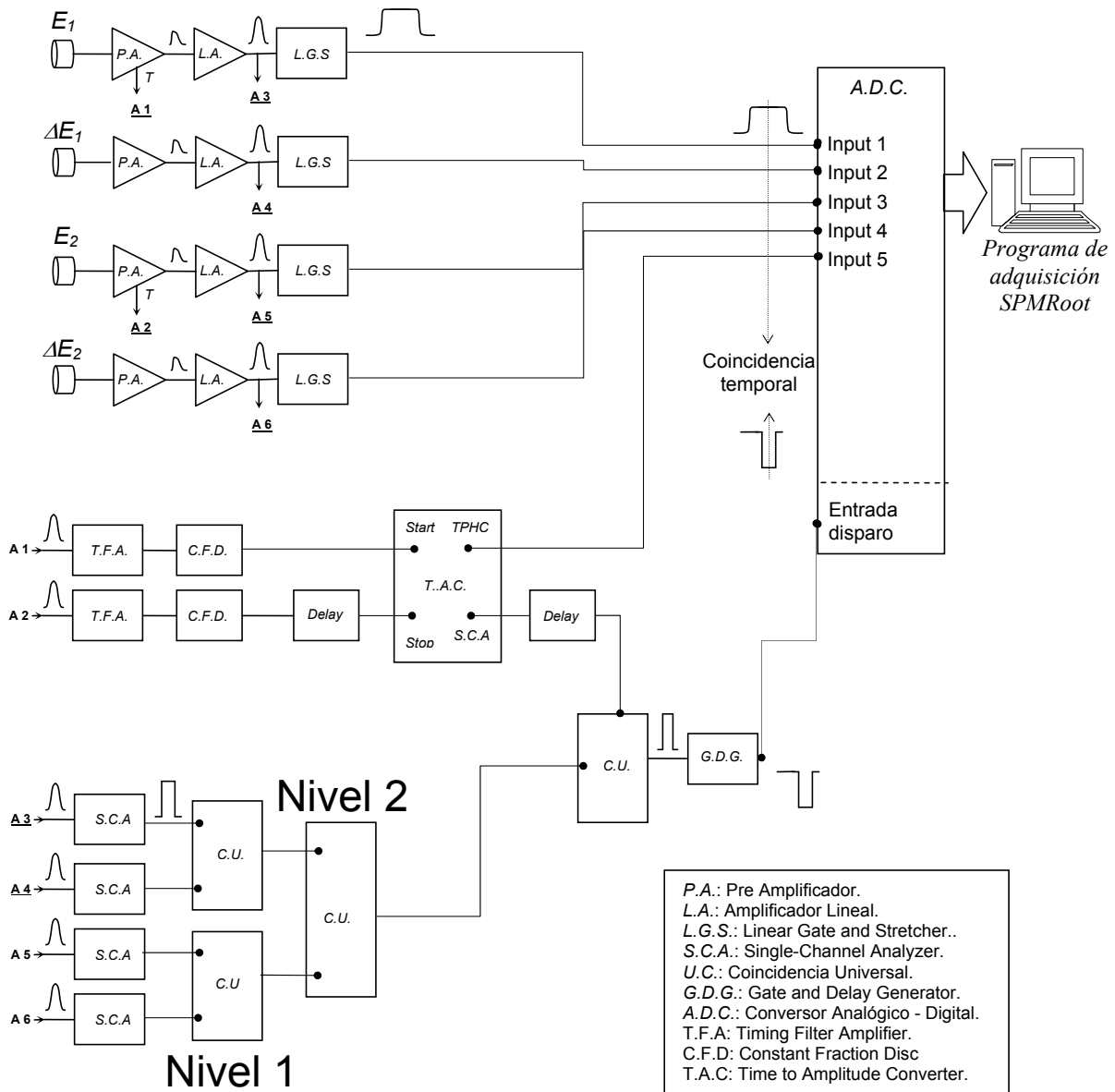


FIG. 11: Electrónica asociada al sistema de detección. Se detallan los módulos que conforman cada uno de los bloques necesarios para la conformación y adquisición de las señales en coincidencia.

temporal relacionada con el instante en que se producen las detecciones en cada telescopio. El uso de esta línea rápida permite discriminar electrónicamente la ocurrencia de coincidencias

casuales, producidas por la detección de pares de partículas no correlacionadas entre sí provenientes de otras reacciones - o aún de la propia reacción de interés - y que por azar arriban a ambos detectores dentro de intervalos de duración similar a los tiempos característicos de la electrónica lenta. Los tiempos característicos de este bloque son del orden de los nanosegundos, valores más apropiados para la identificación de eventos en coincidencia.

El tercer bloque consiste en la etapa lógica, encargada de habilitar la adquisición y conversión en el ADC cada vez que se registra un evento de interés. En este caso, la conformación del pulso lógico se estableció mediante un esquema de dos niveles de compuertas lógicas de tipo “AND” o de tipo “OR” entre los pulsos a la entrada, permitiendo establecer los distintos requisitos de coincidencia entre las señales adquiridas en cada detector. Por último, el cuarto bloque de la electrónica asociada está conformado por el ADC en sí, junto con el sistema de adquisición de datos. En la Fig. 11 puede observarse en la línea asociada a cada uno de los cuatro detectores (dos de energía residual y dos de pérdida de energía) la forma cualitativa que presenta el pulso en cada una de las distintas etapas.

La etapa analógica lenta está formada por cuatro líneas idénticas. Cada uno de los detectores se encuentra conectado a un preamplificador PA 142 ORTEC, que integra la carga producida y genera un pulso de amplitud proporcional a la energía de la partícula incidente, de aproximadamente 50 ns de duración. A su vez este módulo permite aplicar al detector la tensión de polarización necesaria para su funcionamiento. Luego, el pulso ingresa a un amplificador lineal de ganancia ajustable. Este módulo brinda una amplificación manteniendo la relación lineal entre amplitud y energía y acondiciona la forma de la señal a una curva semi-gaussiana, con un ancho de unos 100 ns. A continuación el pulso ingresa a un módulo “Linear Gate and Stretcher” LGS 542 ORTEC, donde es convertido a una señal cuadrada de idéntica amplitud que puede ser ajustado tanto en duración temporal (entre 0,5 y 5  $\mu$ s.) como en retardo relativo al pulso de entrada (entre 0,5 y 5  $\mu$ s.). Finalmente, la señal positiva ingresa en alguna de las entradas de energía del ADC.

La etapa analógica rápida permite diferenciar las coincidencias de tipo casual mediante un análisis del intervalo temporal transcurrido entre las señales registradas en coincidencia. La información temporal es tomada a partir de los detectores de energía residual de forma tal de vetar la detección de eventos donde alguno de los fragmentos sea detenido por alguno de los detectores  $\Delta E$ . Las señales que ingresan a este bloque son generadas en el preamplificador lineal

a través de una salida temporal de breve tiempo de crecida (rise time), de 5 a 20 ns. La señal de tiempo emitida por el preamplificador es enviada a un módulo “Timing Filter Amplifier” TFA 474 ORTEC, que realiza una amplificación y acondicionamiento de señales temporales rápidas. Estas son enviadas a un módulo “Constant Fraction Discriminator”, diseñado para producir información temporal precisa de señales analógicas rápidas de amplitud variable pero igual tiempo de crecida. Cuando este módulo se configura en forma correcta permite generar un pulso lógico negativo, de 800 mV de amplitud, correspondiente al instante en que la crecida de la señal de entrada alcanza el 20% de su máxima amplitud. Las señales temporales generadas en cada telescopio (*start* y *stop*) son luego ingresadas en un módulo “Time to Pulse Height Converter / SCA” TPHC 111 ORTEC, el cual produce como salida un pulso analógico positivo de 1 a 3  $\mu$ s. de duración, y de amplitud proporcional a la diferencia de tiempo entre las entradas de *start* y *stop*. A esta última señal habitualmente se le coloca un retardo a fin de controlar y optimizar la amplitud del pulso de salida para su procesamiento posterior. Esta información es enviada a otra de las entradas del ADC. Al mismo tiempo, este módulo permite obtener una señal lógica cuadrada de +5 V de amplitud y 500 ns. de ancho, para ser utilizada en la etapa lógica (señal de TAC).

En la etapa lógica, el pulso semi-gaussiano a la salida del amplificador ingresa en un modulo “Single-Channel Analyzer” SCA 551 ORTEC, donde es adaptado y enviado a un sistema de dos niveles lógicos conformados mediante módulos de coincidencia universal UC LC-1 INVAP. El módulo UC posee una salida única y cinco entradas, cada una de las cuales puede seleccionarse en modo de coincidencia o anticoincidencia. Las entradas seleccionadas en coincidencia provocan un pulso en la salida solamente en caso de registrarse pulsos en forma simultánea en hasta 5 de ellas. Por otro lado, las entradas seleccionadas en modo de anticoincidencia inhiben la salida cada vez que hay señal en alguna de ellas. De esta manera, colocando al selector en la posición 1 y las entradas en modo coincidencia, cada vez que hay una señal en alguna de las entradas se obtiene un pulso en la salida, es decir, se tiene una lógica de tipo “OR” entre las entradas. Si el selector se coloca en cambio en la posición 2 (o superior), lo que se obtiene es una lógica de tipo “AND”, con pulsos a la salida del módulo en caso de existir coincidencia entre la cantidad de entradas elegida.

En la Fig. 11 se representa este esquema de dos niveles. El denominado nivel 1 permite definir la coincidencia temporal entre eventos registrados por el detector E y  $\Delta$ E de un mismo telescopio.

Este nivel puede ser de utilidad en caso de trabajar con núcleos que no atraviesen completamente alguno de los detectores  $\Delta E$ , con lo que no existe coincidencia entre los eventos en cada uno de los detectores del telescopio. Este nivel lógico fue utilizado generalmente en modo AND a lo largo de las mediciones realizadas, excepto en alguna de las etapas de calibración que se presentan en la sección de resultados. El nivel 2 es aquel en el que se establece la coincidencia entre ambos telescopios. En caso de estar activado el requisito de coincidencia se tiene al sistema de detección optimizado para la adquisición de eventos de breakup. Si dicha condición no es requerida el sistema se halla en el denominado modo *singles*, en el cual cualquier evento registrado en alguno de los telescopios (en coincidencia interna o no, según lo establecido en nivel 1) disparará la adquisición. Finalmente, se utiliza un módulo de coincidencia entre los eventos que emergen del nivel 2 y la señal de TAC. Este fue generalmente utilizado en modo OR considerando un criterio de selección de eventos lo más amplio posible (el filtrado puede hacerse eventualmente mediante software), es decir, cualquier evento de coincidencia o que generase una señal de TAC era adquirida por el sistema. La salida de este módulo es enviada finalmente a la entrada de gatillo o *trigger* del ADC, encargado de habilitar la adquisición de datos. Esta señal de disparo es producida mediante un modulo “Gate and Delay Generator” GDG 416A ORTEC que permite retardar el pulso de salida entre 0,1 y 110  $\mu s$ . respecto del de entrada, fijar el ancho temporal entre 0,4 y 4  $\mu s$ . y la amplitud entre 2 y 10 V con polaridad positiva o negativa.

Los pulsos analógicos y lógico deben estar superpuestos temporalmente, lo cual puede confi-

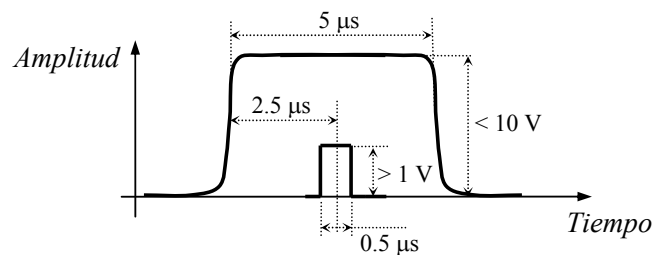


FIG. 12: Representación de las relaciones temporales y amplitudes de las distintas señales necesarias para una correcta adquisición mediante la utilización del ADC. El pulso de menor amplitud es el lógico de disparo. El de mayor amplitud, que debe ser menor a 10 V, es el pulso analógico proporcional a la energía de la partícula incidente en el detector.

gurarse mediante una visualización simultánea de ambas señales en un osciloscopio y fijando convenientemente los ajustes de los diversos módulos, tanto de la etapa lógica como de la

analógica. En la Fig. 12 se muestran las amplitudes y relaciones temporales requeridas por los dispositivos de adquisición de datos.

Finalmente, el software de análisis de datos, denominado CAMDA [103], recibe la información procedente del programa de adquisición SPMRoot [99] como un conjunto de 5 parámetros (energía residual y pérdida de energía en cada uno de los cuatro detectores además de la diferencia de tiempos entre las señales de TAC) que son ordenados en espectros unidimensionales de 4096 canales. Adicionalmente permite realizar un análisis evento por evento y aplicar cualquier serie de operaciones entre los parámetros medidos, a fin de definir nuevos "pseudoparámetros", aptos de ser utilizados para su representación espectral.





#### IV. ANÁLISIS Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

De 10 períodos de irradiación de entre una y dos semanas de duración completados mediante el uso del acelerador TANDAR como fuente de partículas, 3 se realizaron utilizando el núcleo de  ${}^7\text{Li}$  como proyectil y 4 con partículas de  ${}^6\text{Li}$ . Los turnos adicionales fueron aprovechados como etapas de prueba de los métodos y condiciones experimentales que permitieron mejorar progresivamente la realización de experimentos con resultados estadísticamente significativos. En las tablas I y II del apéndice se detallan las configuraciones de los sistemas de detección elegidas. La apertura angular fijada entre los telescopios es la mínima necesaria para evitar su superposición. Las mediciones realizadas con proyectiles de litio 7, a 30 MeV de energía de bombardeo, fueron diseñadas previendo la obtención de distribuciones angulares como función del ángulo de emisión del núcleo que experimenta la fragmentación. Habiéndose observado para esta situación una producción mucho mayor de eventos asociados al quiebre de litio 6 se resolvió proseguir los experimentos mediante el uso de estos núcleos como proyectiles. Para este caso, las mediciones se realizaron con los mismos objetivos generales, contando además con la posibilidad de estudiar diferentes energías de bombardeo y analizar el comportamiento de la sección eficaz de reacción al variar la energía de incidencia alrededor de la barrera de repulsión coulombiana. En las últimas etapas experimentales, al contar con el dispositivo necesario para la realización de mediciones fuera del plano de reacción, se llevaron a cabo una serie de experimentos específicos para estudiar el comportamiento de estos mecanismos respecto de sus variables internas, como será descripto más adelante en el trabajo.

En esta sección se describen los resultados obtenidos comenzando por los procedimientos de calibración en energía de los sistemas de detección. Posteriormente se presentan las características generales de los espectros obtenidos en las mediciones en coincidencia y el tratamiento dado a los resultados en las etapas preliminares de análisis. A continuación se introducen las magnitudes representativas elegidas para la descripción de estos procesos y las operaciones necesarias para su cálculo. Por último se discute el método de cálculo de eficiencia geométrica del sistema de detección en coincidencia y se presentan los resultados de secciones eficaces absolutas obtenidos, algunos de los cuales son contrastados con predicciones del modelo teórico propuesto.

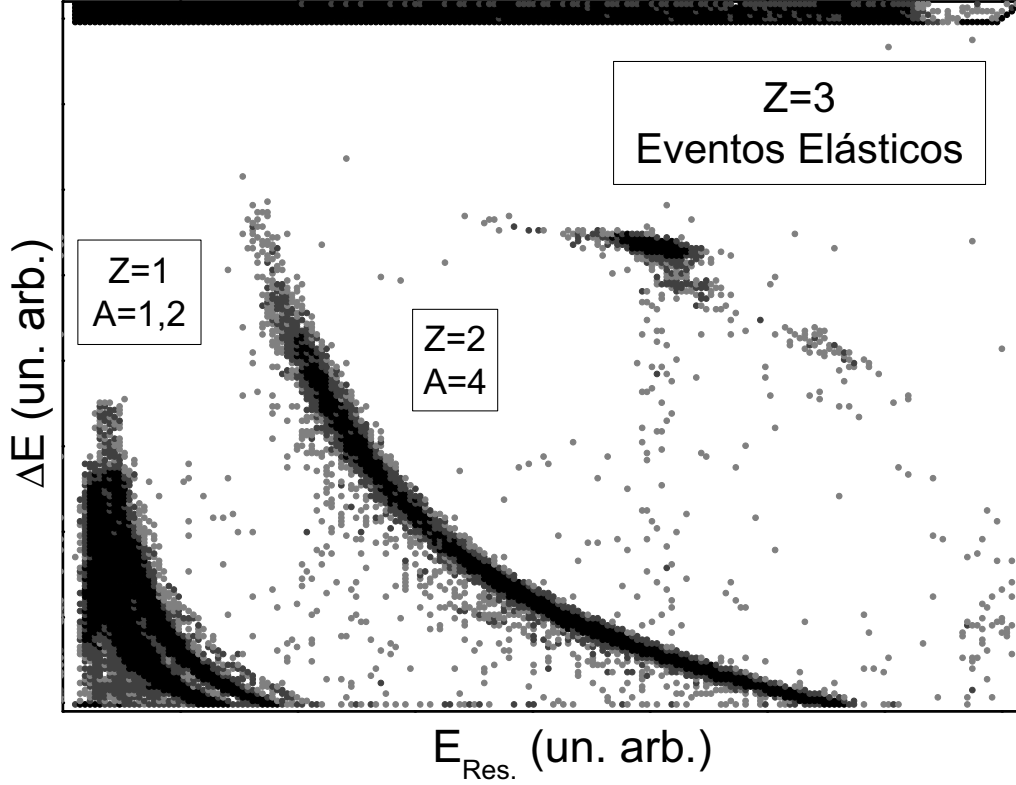


FIG. 13: Espectro bidimensional obtenido en una medición en modo singles para el sistema  ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  a una energía de bombardeo de 30 MeV. Se distinguen los conjuntos asociados a los distintos números másicos. La separación en número atómico resulta más ajustada debido a la dependencia funcional que presenta en la fórmula de Bethe (Ec. B1).

#### IV.1. Calibración de los sistemas de adquisición

Un aspecto fundamental en cualquier situación experimental lo constituye la obtención de calibraciones confiables de los sistemas de detección, indispensables para la correcta reconstrucción de la información contenida en los eventos adquiridos. En este caso se consideraron distintos procedimientos complementarios, el primero de los cuales consistió en la utilización de los eventos de dispersión elástica registrados por el sistema de adquisición al realizar mediciones sin requisito de coincidencia temporal (modo singles). En la Fig. 13 se presenta un espectro bidimensional de energía residual en función de la pérdida de energía medida en el detector  $\Delta E$ , para proyectiles de  ${}^6\text{Li}$  bombardeados a 30 MeV sobre el blanco de  ${}^{144}\text{Sm}$ . Se destacan los eventos correspondientes a la dispersión elástica de los núcleos de  ${}^6\text{Li}$ . Los distintos conjuntos de eventos están asociados a los números atómico y másico de las partículas que son registradas a partir del uso de sistemas telescópicos de detección, como fue detallado en la Secc. III.1.

Mediante la realización de una serie de mediciones en modo singles a distintas energías y con diferentes configuraciones de los dispositivos de detección se obtuvo el valor del canal asociado al centroide del “pico” elástico para cada situación. Esta información fue luego correlacionada con los resultados de simulaciones numéricas de pérdida de energía obtenidas mediante el uso del software de simulación SRIM2008 [100]. Para estos experimentos se utilizaron blancos de  $^{144}\text{Sm}$  y de  $^{197}\text{Au}$  que permitieron obtener puntos adicionales en las curvas de calibración.

Por otro lado, se trabajó con una fuente emisora de partículas alfa disponible en el laboratorio,

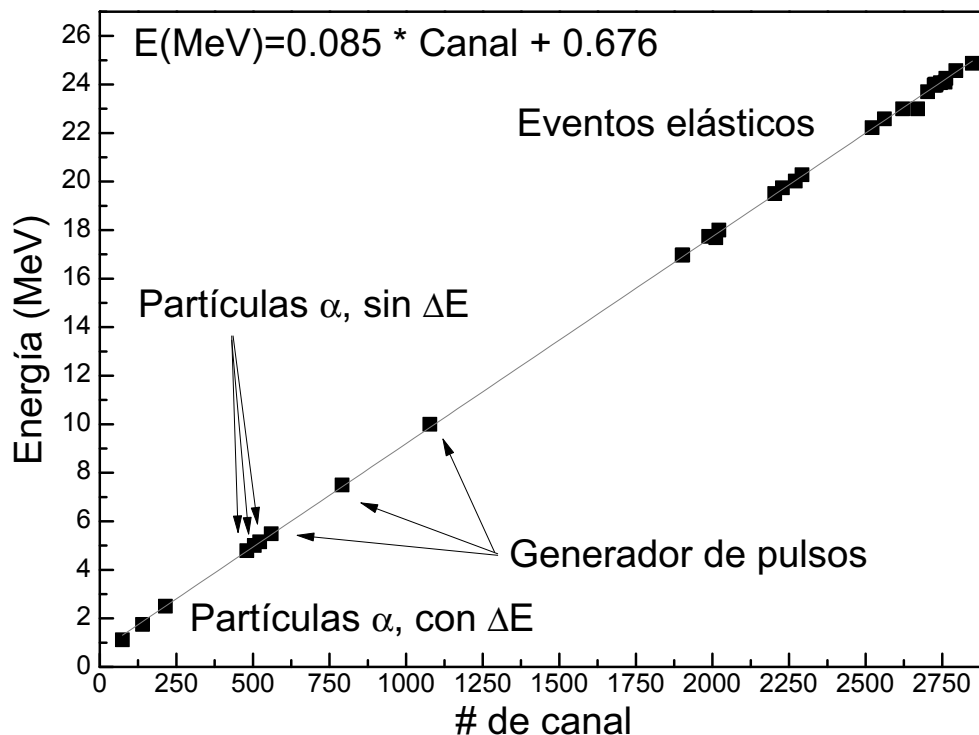


FIG. 14: Resultados generales de los experimentos de calibración. Se destacan los diversos métodos utilizados para cada conjunto de puntos. La calibración con partículas  $\alpha$  se realizó con y sin los detectores de pérdida de energía para obtener puntos en zonas más bajas del rango energético.

compuesta por tres tipos de isótopos distintos:  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ , y  $^{244}\text{Cm}$ , que decaen emitiendo partículas  $\alpha$  de 5.155, 5.486 y 5.805 MeV, respectivamente. Este elemento fue utilizado de dos formas: primero de manera directa, obteniendo la posición en canales de los picos asociados a cada radioisótopo en cada uno de los cuatro detectores. Por otra parte, se utilizaron estas fuentes como elemento caracterizador de la señal emitida por un módulo electrónico generador de pulsos (*pulser*), capaz de emitir pulsos de amplitud y frecuencia regulables. Al calibrar la

amplitud de las señales emitidas por el dispositivo con la fuente de partículas  $\alpha$ , se obtuvo un emisor de pulsos de energía calibrada, el cual fue utilizado luego para generar eventos en los cuatro detectores a energías conocidas.

En la Fig. 14 se presenta a modo de ejemplo la curva de calibración obtenida para uno de los detectores de energía residual en una serie de experimentos realizados con proyectiles de  ${}^6\text{Li}$  a energías de bombardeo en el rango 23-30 MeV. Los datos de mayor energía corresponden a eventos elásticos. Las mediciones con partículas  $\alpha$  se realizaron tanto en presencia de los detectores  $\Delta E$  como sin ellos, a fin de obtener puntos en la curva de calibración a energías más bajas. Se destacan los puntos correspondientes a cada uno de los tipos de calibración mencionados, entre los cuales se observa como el uso del pulser como herramienta adicional permite la obtención de datos a energías intermedias. La información obtenida de estos procedimientos fue posteriormente incorporada al código de análisis de datos.

## IV.2. Discriminación de eventos y corrección de datos anómalos

Las primeras etapas de discriminación de datos fueron realizadas mediante la aplicación de criterios de selección en ciertos espectros bidimensionales diseñados dentro del software de análisis de datos CAMDA, el cual procesa únicamente la información de aquellos eventos contenidos dentro del conjunto de límites establecidos. Adicionalmente, estos filtros permitieron durante el transcurso del análisis de datos, la detección de ciertos casos con características anómalas, como se verá a continuación. Se utilizaron tres tipos de filtros en forma complementaria:

### IV.2.1. Filtro temporal

El primer selector diseñado involucra a la correlación temporal entre los fragmentos de breakup. Se analizaron espectros de tiempo transcurrido entre la llegada de ambas partículas (señal de TAC) en función de la señal proveniente de alguno de los dos detectores de energía residual, como el que se muestra en la Fig. 15. Para la conformación de la señal de TAC se usó en todos los casos la información proveniente de los detectores de energía residual que presentan mayores amplitudes de pulsos, permitiendo una mejor operación de los módulos de amplificación rápidos. Se verificó adicionalmente - mediante la realización de un conjunto de simulaciones numéricas hechas con el código SRIM2008 - que para las reacciones y energías de bombardeo consideradas (ver Ecs. 27 y 28) no era de esperar que las partículas de interés

(alfas, tritios, deuterios y protones) fuesen detenidas en los detectores  $\Delta E$  utilizados.

La agrupación principal de eventos, con una correlación temporal estadísticamente signi-

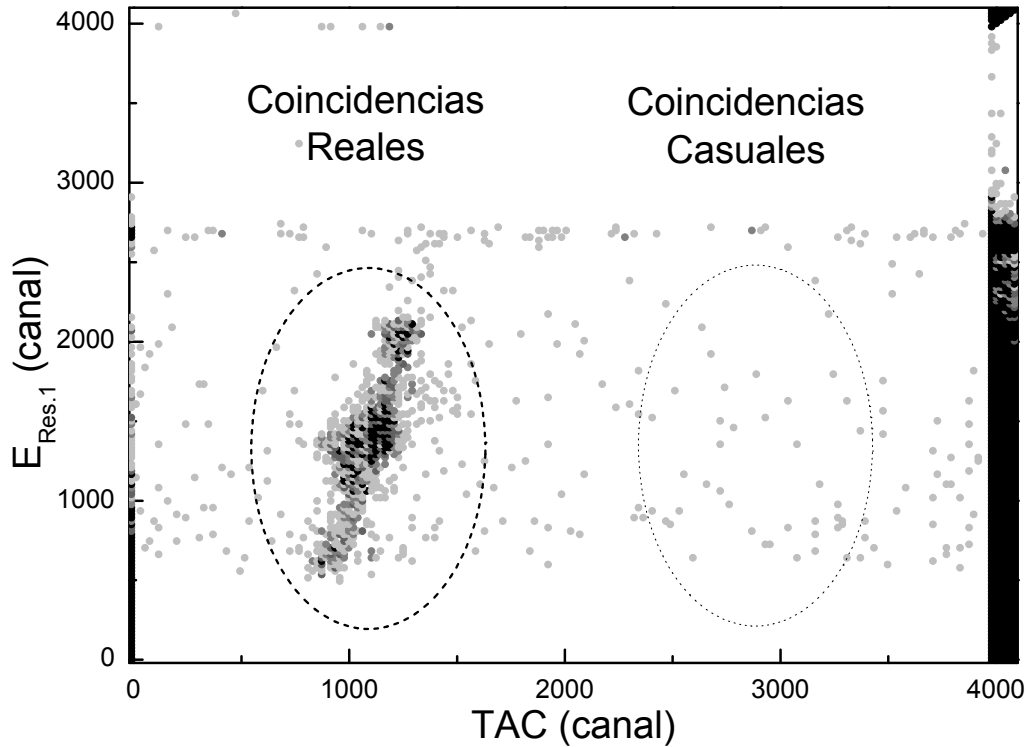


FIG. 15: Espectro característico de la señal temporal. Se destaca la correlación principal, asociada a eventos de breakup. Como método de estimación del fondo debido a coincidencias casuales se utilizaron filtros de área similar a la primaria. Los espectros no se presentan calibrados ya que el interés de este análisis consiste principalmente en discriminar las coincidencias reales.

ficativa, está asociada a coincidencias reales de fragmentos de breakup. No se efectuó una calibración del parámetro temporal ya que el interés no estaba puesto en conocer el tiempo de retardo promedio entre las partículas sino que se deseaba disponer de un filtro como el que se presenta en la imagen, considerando aquellos eventos dentro del polígono como casos válidos de ser procesados. Los datos dispuestos mas allá del canal 3800 en el valor de TAC corresponden a situaciones en que el evento no presenta información temporal. Esta situación puede ocasionarse si la señal de disparo de la adquisición es lanzada por la coincidencia “lenta” (confirmada por las señales de energía) en un instante en que no existe señal de TAC asociada debido, por ejemplo, a la ocurrencia de una coincidencia casual con un intervalo temporal superior al permitido por el rango de aceptación del módulo conversor. Otra posibilidad es que alguna de las partículas detectadas posea una energía menor a la necesaria para superar el

umbral de disparo de los módulos electrónicos discriminadores.

Este tipo de espectros también permitió realizar una estimación del número de eventos de fondo asociados a coincidencias de tipo casual. Dada la multiplicidad de procesos que ocurren en forma simultánea dentro de la cámara de reacción durante una irradiación (procesos elásticos, inelásticos, etc.), el sistema de detección es susceptible de registrar algún evento donde dos partículas cualesquiera lleguen a los detectores dentro del rango temporal permitido por la electrónica de adquisición, generando en los espectros una cierta cantidad de eventos debidos a coincidencias casuales. Para estimar la cantidad de eventos de estas características el proceso elegido fue el siguiente: se diseñó un polígono de área similar al asociado al conjunto de datos principal (en línea gruesa en la imagen) y se lo aplicó en zonas al azar del espectro temporal. Se promedió la cantidad de eventos registrados en cada caso y se obtuvieron espectros de fondo debido a coincidencias casuales. Al ser típicamente estos espectros uniformes en las restantes variables (no presentar estructura interna), se restó la cantidad promedio de eventos casuales al número final de eventos de breakup contabilizados. De este modo se pudo determinar una proporción de eventos casuales en la mayoría de las mediciones realizadas inferior al 5%.

#### IV.2.2. Correlación en energía

El segundo criterio de selección se definió en base a la correlación en energías  $E_1$  vs.  $E_2$ . Para un dado canal de reacción, la suma de las energías cinéticas de las partículas resulta aproximadamente un valor constante, dependiente de la energía de incidencia y el canal particular considerado. Este hecho puede ser comprendido a partir de la relación existente entre las distintas energías involucradas en una reacción de breakup de tipo  $(p + B \rightarrow 1 + 2 + 3)$ , dada por [24, 75, 102]:

$$\begin{aligned} 1/m_3[E_1(m_1 + m_2) + E_2(m_2 + m_3) - 2(m_p m_1 E_p E_1)^{1/2} \cos\theta_1 \\ - 2(m_p m_2 E_p E_2)^{1/2} \cos\theta_2 + 2(m_1 m_2 E_1 E_2)^{1/2} \cos\theta_{1-2}] = Q_{gg} + E_p(1 - m_1/m_3), \end{aligned} \quad (29)$$

donde  $\theta_{1-2}$  es el ángulo de apertura en el sistema de referencia de laboratorio entre los fragmentos. Puede verificarse que para  $m_3 \gg m_1, m_2$  y altas energías de incidencia, esta relación determina vínculos cinemáticos lineales entre las energías de los fragmentos producto de la reacción, como se muestra en la Fig. 16 - tomada de la Ref. [24] - para un caso de proyectiles

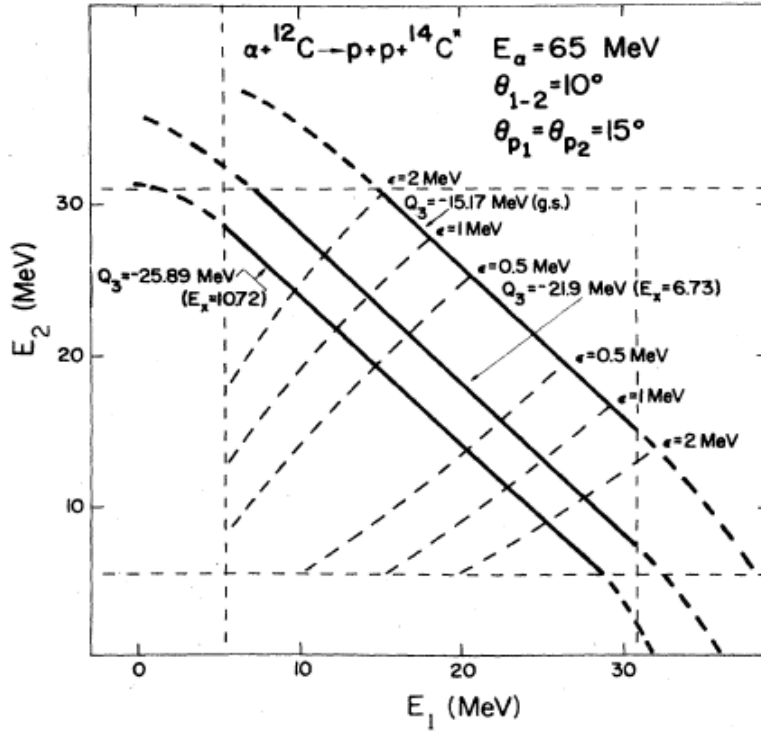


FIG. 16: Comportamiento predicho de la correlación energética según la Ec. 29 (imagen tomada de la Ref. [24]). Para un dado valor de energía de excitación y de incidencia, los eventos se disponen prácticamente como líneas rectas en los límites de detección, quedando determinada su posición sobre las mismas por el valor de energía relativa entre los fragmentos producto de la reacción.

de  ${}^4\text{He}$  sobre un blanco de  ${}^{12}\text{C}$  a 65 MeV de energía de bombardeo. En la imagen se presentan los resultados predichos por la Ec. 29 para tres valores diferentes de energía de excitación. Las líneas horizontales y verticales determinan los límites experimentales de detección para un sistema de detección consistente en dos telescopios colocados a un ángulo polar de  $15^\circ$ , con una apertura angular de  $10^\circ$ . La energía relativa entre los fragmentos determina su posición en las rectas de correlación, como lo muestran las líneas a guiones de pendiente positiva.

Este comportamiento fue observado en los datos experimentales al realizar espectros bidimensionales de energía residual en uno de los telescopios en función de la registrada en el otro, como se muestra en la Fig. 17. En la imagen se presentan los resultados obtenidos para un caso de proyectiles de  ${}^6\text{Li}$  irradiados a 30 MeV. Las energías calibradas permiten superponer a los datos los resultados obtenidos mediante simulaciones numéricas hechas con el código SUPERKIN (ver Secc. IV.4) para los canales de reacción considerados (Ec. 28). Los eventos



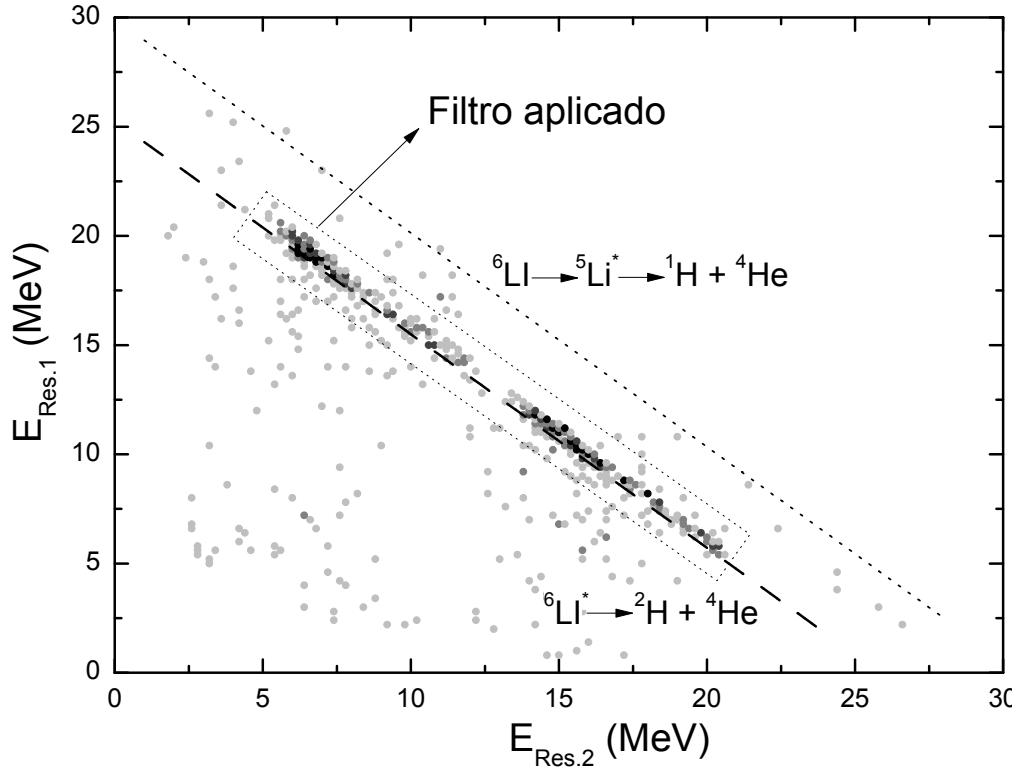


FIG. 17: Espectro característico de correlación de energías. Simulaciones numéricas permiten estimar el canal de reacción observado. En este caso se observa una mayoría de eventos asociados al canal de quiebre de  ${}^6\text{Li}$  en una partícula  $\alpha$  y un deuterio.

asociados a cada uno de estos procesos se distribuyen linealmente, quedando determinada su posición sobre la línea en base a la energía relativa entre las partículas, como se discutió en el párrafo anterior. La aplicación de este criterio como filtro de eventos se muestra en la imagen (rectángulo en línea de puntos) para el caso de eventos de breakup de  ${}^6\text{Li}$  en una partícula  $\alpha$  y un deuterio.

Los espectros bidimensionales también resultaron de utilidad para poner en evidencia fallas esporádicas en el registro de la información temporal, a pesar de constituir eventos válidos de acuerdo al resto de los parámetros, y permitir de ese modo su recuperación. Un ejemplo de esto se muestra en los espectros bidimensionales de la Fig. 18, para proyectiles de  ${}^6\text{Li}$  a 28 MeV de energía de bombardeo. Se observa la correlación de energías (panel superior) una vez aplicado el filtro temporal únicamente en la zona de eventos no válidos (rectángulo en línea punteada, panel inferior). Para estos casos, a pesar de poseer información adecuada en energías y masas la señal temporal no fue registrada correctamente. Cada vez que fue detectado este

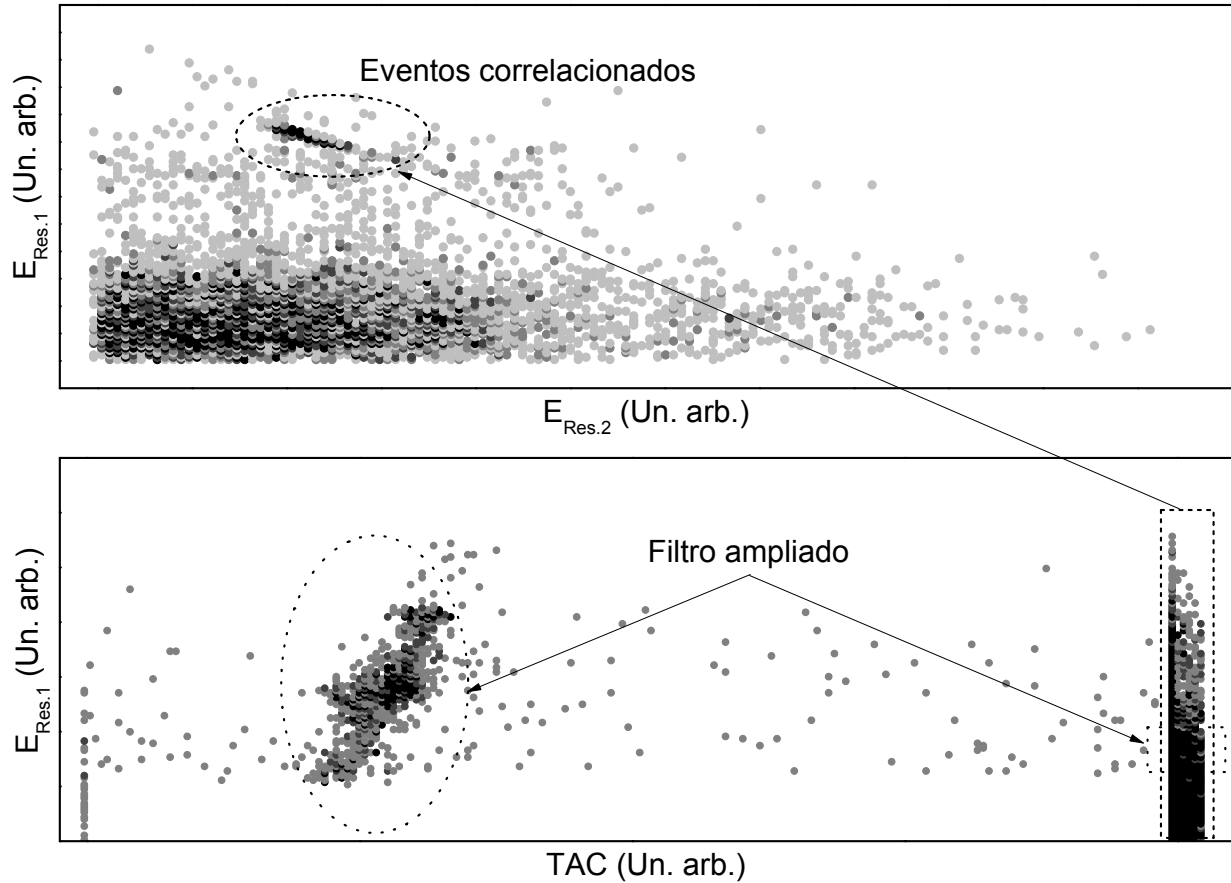


FIG. 18: Eventos con pérdida de información temporal. Se observan datos con correlación apropiada en masa y energía sin registro de señal temporal (panel inferior, rectángulo en línea punteada). Se determinó la zona del espectro de TAC asociada a estos eventos (filtro ampliado) y se modificaron los requisitos de modo de incluir a este conjunto de eventos en el conteo final.

comportamiento se optó por considerar a los eventos como válidos mediante la aplicación de un filtro ampliado en el espectro de correlación temporal como el que se muestra en el panel inferior de la Fig. 18.

#### IV.2.3. Selección de masas

El tercer filtro empleado consistió en la selección de las masas (número atómico y másico) de las partículas detectadas. Se diseñaron polígonos en los espectros bidimensionales  $E_{Residual}-\Delta E$ , como las que se observan en la Fig. 19 para el caso particular de deuterios y partículas  $\alpha$  en uno de los telescopios. Dependiendo del canal de reacción considerado se seleccionó la masa de

la partícula incidente en cada caso. Esta información se procesó como parámetro adicional en el software de análisis de datos CAMDA.

Estos espectros revelaron además la presencia de núcleos que superaban las etapas de selección

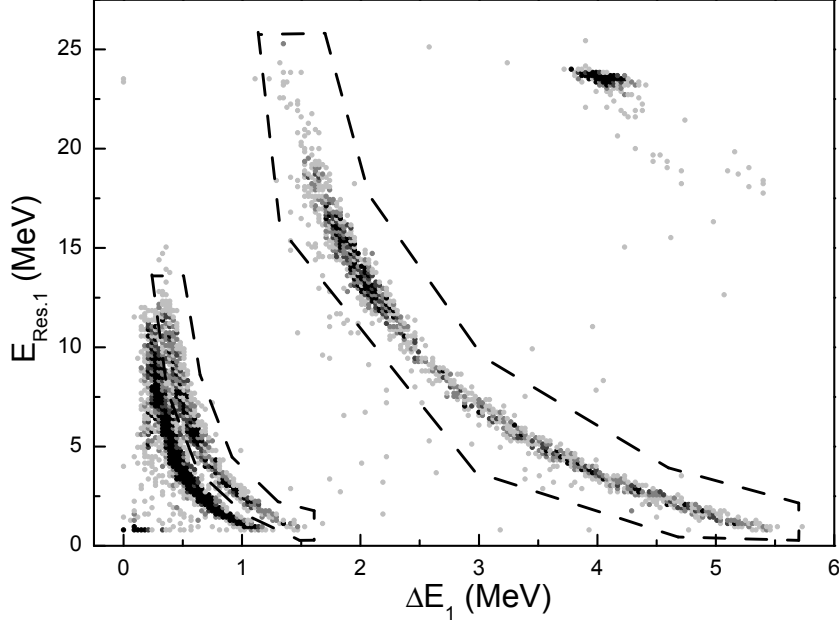


FIG. 19: Espectros bidimensionales  $E_{Residual} - \Delta E$  utilizados para seleccionar las masas de las partículas incidentes en cada telescopio. En este caso se muestran como ejemplo los polígonos diseñados para la selección de deuterios y partículas  $\alpha$ .

temporal y de correlación energética pero no presentaban registro de la energía depositada en el detector  $\Delta E$ . Este hecho puede ocurrir si la energía depositada por la partícula es muy pequeña como para superar el umbral requerido por la electrónica de adquisición para discriminar el ruido electrónico (*lower threshold*), o bien debido a alguna falla inesperada del circuito de adquisición (saturación del ADC, tiempo muerto, etc).

En la Fig. 20 se ejemplifica esta situación. Los eventos ubicados a la derecha del espectro bidimensional (una vez aplicados los filtros de tiempo y energía) se encuentran en la zona de canales reservados por el ADC para registros sin información. La estrategia de corrección adoptada consistió en efectuar el análisis de las magnitudes características sin tener en cuenta estos eventos. Una vez obtenidas las distribuciones angulares, el cálculo de secciones eficaces totales fue corregido por un factor multiplicativo igual a la razón entre el número de eventos totales (con registro completo e incompleto) sobre el número de eventos procesados. La hipótesis implícita al aplicar este factor consiste en considerar que la distribución de los eventos incompletos es

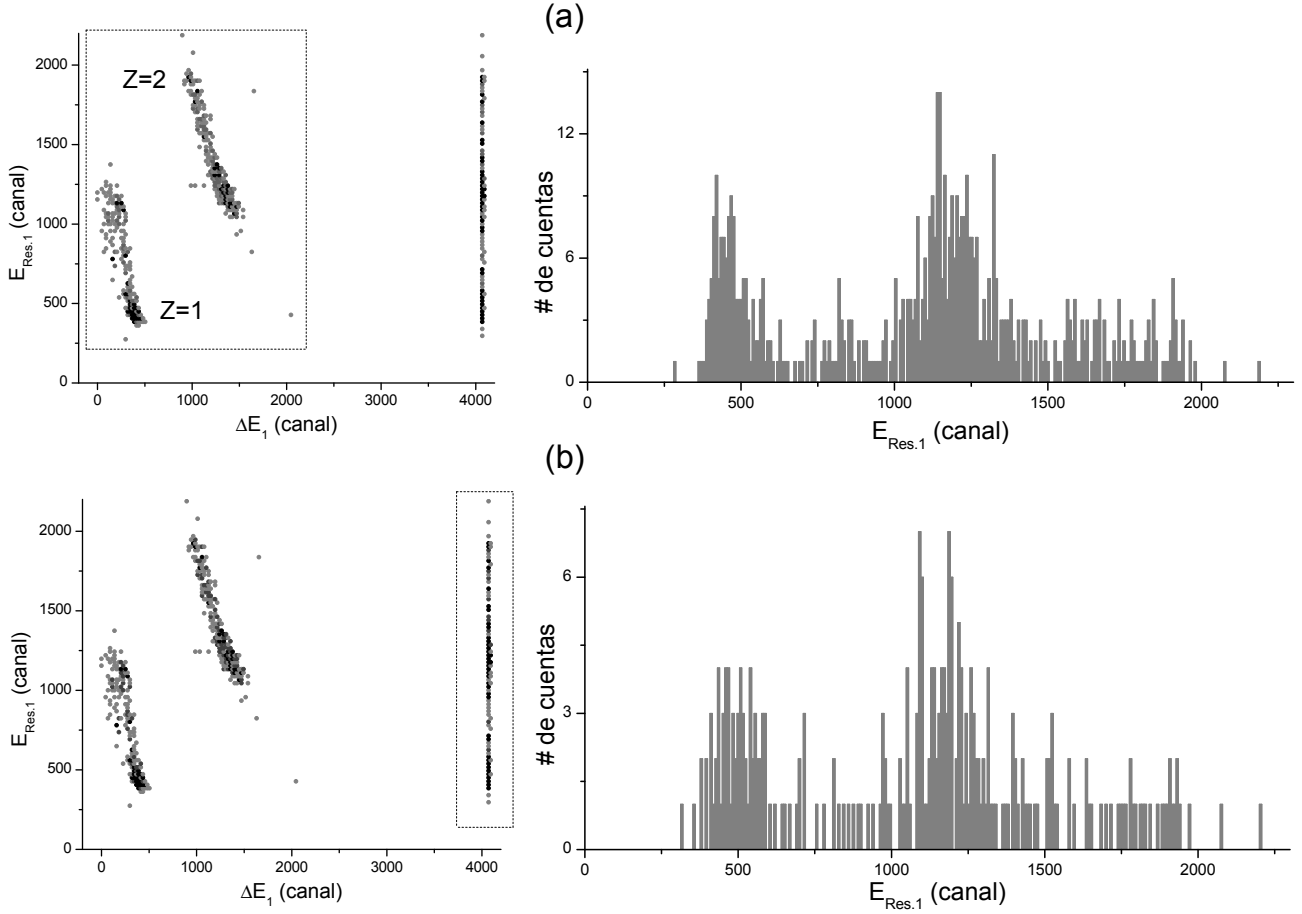


FIG. 20: Análisis de eventos sin información de pérdida de energía. Este efecto puede deberse a umbrales de corte o defectos asociados a la electrónica de adquisición. Los eventos que se presentan poseen una preselección temporal y de correlación energética. Panel izquierdo: (a) Filtro aplicado sobre los datos completos. (b) Filtro aplicado sobre los datos incompletos. Paneles derechos: Proyecciones sobre el eje de energía residual. Los espectros presentan cualitativamente las mismas características, confirmando que los datos anómalos responden al mismo tipo de eventos.

consistente con la de los datos útiles. Esta consideración fue corroborada mediante el análisis de espectros como los que se presentan en la Fig. 20, donde se muestra la proyección sobre el eje de energía residual de los eventos una vez realizada la selección por los filtros temporal y de energía. En los paneles izquierdos se presentan los filtros bidimensionales utilizados en cada caso. La distribución de los eventos válidos (Fig. 20(a), panel derecho) resulta cualitativamente similar a la de aquellos incompletos (Fig. 20(b), panel derecho), dando validez al procedimiento empleado.

### IV.3. Reducción de datos - Magnitudes características

Definido el conjunto de eventos provenientes de alguna reacción de breakup, se programó al código de análisis de datos CAMDA para el cálculo de seis nuevas variables, o pseudoparámetros, correspondientes a un conjunto de magnitudes características, análogas a las descritas en la introducción (Secc. II.4) en su formulación secuencial general. Se describirá a continuación la aplicación al caso particular de reacciones con tres núcleos en el sistema de salida, como las que fueron estudiadas en el presente trabajo.

Consideremos una colisión secuencial de dos etapas. En la primera, el núcleo proyectil  $p$ , con energía cinética inicial  $T_I$ , interactúa con el núcleo blanco  $B$  dando lugar a un núcleo residual  $R$  y a otro que experimentará la fragmentación en el paso siguiente del proceso, el cual puede ser idéntico al proyectil o no (dependiendo del tipo de reacción considerada en la primera etapa). Luego este núcleo se quiebra, generándose el sistema final de tres cuerpos: el núcleo residual y los fragmentos 1 y 2. Si consideramos lo introducido en la Ec. 22 para este caso particular tenemos que:

$$\sum_j T_j = T_R + T_1 + T_2, \quad (30)$$

donde la suma de las energías cinéticas de los fragmentos puede ser reescrita como la energía cinética de su propio centro de masa (asociado a la partícula virtual intermedia que experimenta la fragmentación),  $T_{12}$ , más la suma de energías cinéticas de los fragmentos medida desde dicho marco de referencia,  $T_{1-2}$ :

$$T_1 + T_2 = T_{12} + T_{1-2}. \quad (31)$$

Esta última cantidad es conocida como *energía relativa* entre las partículas,  $\varepsilon_{1-2}$ . La suma de las energías de excitación de las partículas del sistema final más los valores  $Q$  de las reacciones intermedias ( $Q_{gg} = Q_{p+b \rightarrow 12-R} + Q_{12 \rightarrow 1-2}$ ) será identificada como *energía de excitación efectiva*,  $X$ .

Una categorización típica de las reacciones de breakup distingue entre los procesos de tipo secuencial o resonantes y los directos o no resonantes. El primero de estos se caracteriza por el hecho de ocurrir a través de un estado excitado del núcleo que se quiebra, es decir, la suma de la energía relativa más la de excitación (que denominaremos *energía de breakup*) coincide con alguno de estos niveles energéticos específicos. Además podría tenerse una situación en la cual un proceso de breakup directo verifique “casualmente” esta relación, aunque en general estos

casos presentan otros valores de energía (o una distribución).

Considerando el estado final de tres cuerpos, son necesarias nueve variables para dar una caracterización completa del sistema. Las restricciones impuestas por la conservación de energía y momento reducen esta cantidad a seis. En lo concerniente al desarrollo experimental, las magnitudes asintóticas medidas son: las energías cinéticas de los fragmentos de breakup ( $T_1$  y  $T_2$ ) y sus ángulos de emisión polares y azimutales ( $\theta_{1,2}, \phi_{1,2}$ ) en el sistema de referencia de laboratorio. Presentaremos entonces el conjunto de variables elegido para dar una caracterización significativa del mecanismo de reacción y las relaciones funcionales entre las cantidades observables. Para esto, consideremos una representación análoga a la presentada en la Fig. 8, adaptada a la situación de tres partículas en el estado final. En este caso, los proyectiles consisten en núcleos de  ${}^6\text{Li}$  o  ${}^7\text{Li}$ , el blanco es  ${}^{144}\text{Sm}$  y los fragmentos de breakup pueden ser protones, deuterios, tritios o partículas  $\alpha$ . Los vectores pertenecientes al sistema de referencia de laboratorio serán indicados con la letra  $u$ , mientras que los descritos en sistemas de centro de masa se especificaran con letras  $v$ .

En la Fig. 21 se representan dos planos diferentes, uno contiene a la dirección de propagación

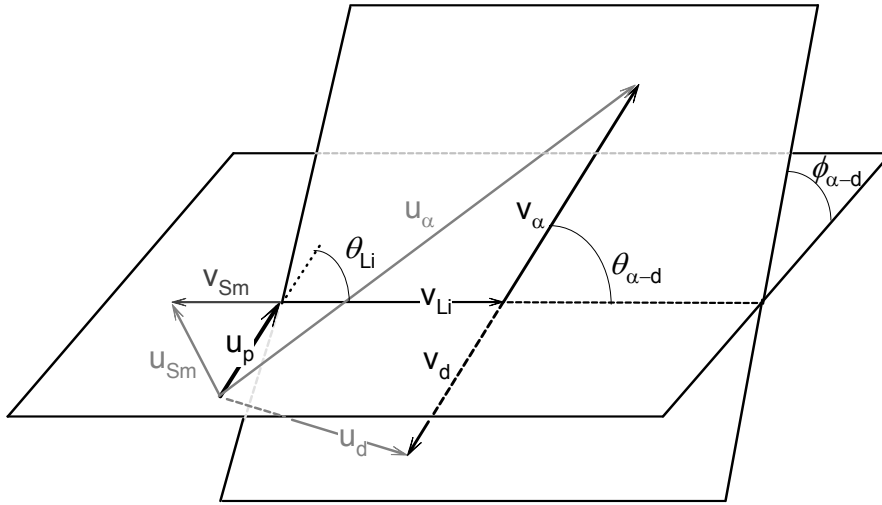


FIG. 21: Aplicación de las ideas introducidas en la Fig. 8 al caso particular de tres núcleos en el estado final provenientes de una reacción secuencial de dos etapas. Los núcleos involucrados en los experimentos fueron  ${}^6\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}$  como proyectiles y  ${}^{144}\text{Sm}$  como blanco. Los fragmentos de breakup pueden ser protones, deuterios, tritios o partículas  $\alpha$ . A modo de ejemplo se seleccionó el canal de salida  $\alpha - d$ .

del proyectil y de las partículas emergentes de la colisión binaria; el segundo plano está definido

por la velocidad del fragmento “virtual” que experimenta el quiebre (en este caso el litio;  $\vec{v}_{Li}$ ) y por las velocidades de los dos fragmentos que se originan en dicho proceso ( $\vec{v}_d$  y  $\vec{v}_\alpha$ ). Las cantidades conocidas son: la velocidad del proyectil  $\vec{u}_p$  (dada la energía de bombardeo del mismo, considerando al blanco en reposo), las velocidades  $\vec{u}_{\alpha,d}$  y los ángulos de emisión de los fragmentos (una vez definidas sus masas) en el sistema de referencia de laboratorio ( $\theta_{\alpha,d}, \phi_{\alpha,d}$ ). La energía cinética del centro de masa de dichos fragmentos se obtiene según:

$$\vec{v}_{Li} = \frac{m_\alpha \vec{u}_\alpha + m_d \vec{u}_d}{m_\alpha + m_d} - \vec{u}_p. \quad (32)$$

Si se supone que la emisión en este punto es isotrópica respecto del ángulo azimutal  $\phi_{Li}$ , no resulta necesario especificar su valor ya que cualquier plano de emisión que contenga al proyectil y a las partículas emitidas en la colisión binaria puede ser redefinido como el cero de dicha cantidad. Por lo tanto, obtenemos el ángulo polar binario,

$$\theta_{Li} = \arccos\left(\frac{\vec{v}_{Li} \vec{u}_p}{|v_{Li}| |u_p|}\right), \quad (33)$$

donde consideramos como eje polar  $\hat{z}$  al vector dirección del haz de partículas incidentes. Por otro lado, para determinar la energía relativa entre los fragmentos a partir de la información experimental tenemos que:

$$\varepsilon_{\alpha-d} = \frac{\mu}{2} v_{\alpha-d}^2, \quad (34)$$

con

$$\vec{v}_{\alpha-d} = \vec{v}_\alpha - \vec{v}_d = \vec{u}_\alpha - \vec{u}_d, \quad (35)$$

la denominada *velocidad relativa* y  $\mu$  la masa reducida,

$$\mu = \frac{m_\alpha m_d}{m_\alpha + m_d}. \quad (36)$$

La velocidad relativa puede ser calculada a través de la siguiente expresión,

$$v_{\alpha-d}^2 = u_\alpha^2 + u_d^2 - 2u_\alpha u_d \cos\Theta_{\alpha-d}, \quad (37)$$

donde  $\Theta_{\alpha-d}$  es el ángulo de apertura en laboratorio entre ambos fragmentos, relacionado con sus direcciones de emisión asintóticas según:

$$\cos\Theta_{\alpha-d} = \cos\theta_{\alpha}\cos\theta_d - \sin\theta_{\alpha}\cos\theta_d\cos(\phi_{\alpha} - \phi_d). \quad (38)$$

Utilizando esta información, la Ec. 34 puede ser expresada en términos de magnitudes experimentales:

$$\varepsilon_{\alpha-d} = \frac{m_d E_{\alpha} + m_{\alpha} E_d - 2\sqrt{m_{\alpha} E_{\alpha} m_d E_d} \cos\Theta_{\alpha-d}}{m_{\alpha} + m_d}. \quad (39)$$

Para poder calcular el valor de la energía de excitación del proceso, por conservación del impulso lineal,

$$m_p \vec{u}_p = m_{\alpha} \vec{u}_{\alpha} + m_d \vec{u}_d + m_{Sm} \vec{u}_{Sm}, \quad (40)$$

de donde puede computarse la energía cinética del núcleo residual (en este caso un núcleo de samario). Con esta información, el valor buscado resulta del balance energético (la energía cinética inicial es la de bombardeo):

$$X = T_I - T_{\alpha} - T_d - T_{Sm}. \quad (41)$$

Las últimas dos cantidades elegidas para la definición completa de un dado evento serán los ángulos polar y azimutal de emisión de alguno de los fragmentos respecto de la dirección asintótica de su centro de masa mutuo (el núcleo virtual que experimenta el quiebre). Esta elección fue originalmente motivada, como veremos a lo largo del trabajo, por la posibilidad de estudiar la isotropía de emisión de los fragmentos en torno a estas direcciones. Denominaremos a estas magnitudes ángulo polar y azimutal internos o intrínsecos ( $\theta_{\alpha-d}$  y  $\phi_{\alpha-d}$  respectivamente). En principio no es significativo a cual de las dos partículas debe tomarse como referencia (en este caso elegimos arbitrariamente al núcleo  $\alpha$ ), aunque obviamente resulta imprescindible ser muy cuidadoso al establecer marcos de referencia y sentidos de giro relacionados con estas magnitudes angulares, como se verá a continuación.

El valor de  $\theta_{\alpha-d}$  puede obtenerse directamente considerando la dirección de  $\vec{v}_{Li}$  como eje polar de dicha emisión según:

$$\theta_{\alpha-d} = \arccos\left(\frac{\vec{v}_{Li} \cdot \vec{v}_{\alpha}}{|\vec{v}_{Li}| |\vec{v}_{\alpha}|}\right). \quad (42)$$



Respecto del ángulo azimutal, debe definirse el sistema de ejes al cual referir el sentido de giro y el origen de dicha coordenada; aunque no fue necesario aclarar esto al momento de definir el ángulo azimutal binario ( $\phi_{Li}$ ) debido a la isotropía de emisión, supondremos que la dirección del haz de partículas incidente define un sistema de ejes derecho con el vector unitario  $\hat{x}$  tal que la dirección asintótica de emisión del núcleo que sufrirá el quiebre posterior en la imagen secuencial sea coplanar al mismo y con proyección positiva. A continuación se elige al eje polar

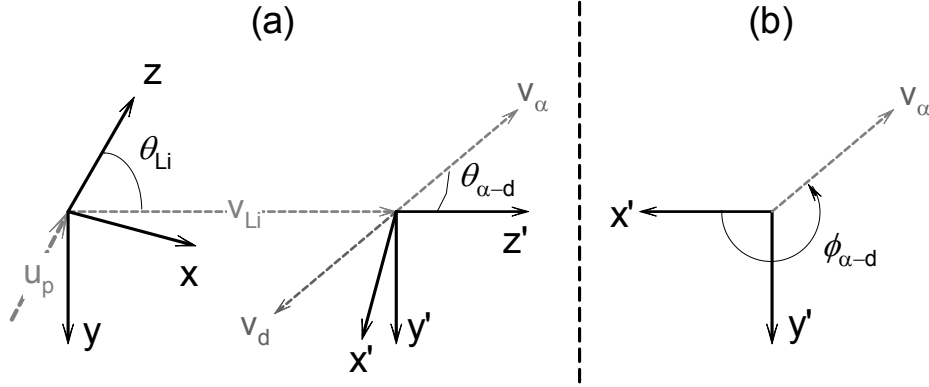


FIG. 22: Convenciones adoptadas para la definición unívoca del ángulo azimutal interno. (a) El eje polar inicial se define en la dirección del haz de partículas y el secundario coincidente con la dirección de emisión del núcleo que efectuará el quiebre. Al requerir que la proyección de este mismo vector sea positiva sobre el eje  $\hat{x}$ , quedan definidos los sistemas cartesianos para cada etapa. (b) El valor de  $\phi_{\alpha-d}$  se mide desde el eje  $\hat{x}'$  con sentido positivo hacia  $\hat{y}'$ .

( $\hat{z}'$ ) de la etapa secundaria en esta dirección y al eje  $\hat{y}'$  igual al eje  $\hat{y}$ , con lo que la dirección de  $\hat{x}'$  queda definida a través de una rotación en  $\theta_{Li}$  alrededor del eje  $\hat{y}$ . Este proceso se ejemplifica en la Fig. 22(a). Finalmente se define el ángulo azimutal interno con origen en el eje  $\hat{x}'$ , medido hasta el vector velocidad  $\vec{v}_\alpha$  y con sentido de giro positivo al avanzar hacia  $\hat{y}'$ , como se muestra en la Fig. 22(b). Con esta convención, el valor de esta magnitud se obtiene analíticamente según (ver Ec. A4 en el apéndice A):

$$\phi_{\alpha-d} = \arccos\left(\frac{(\vec{u}_p \times \vec{v}_{Li}) \cdot (\vec{v}_{Li} \times \vec{v}_\alpha)}{|\vec{u}_p \times \vec{v}_{Li}| |\vec{v}_{Li} \times \vec{v}_\alpha|}\right). \quad (43)$$

Se dispone entonces de un conjunto de variables físicamente significativas ( $\theta_{Li}$ ,  $\varepsilon_{\alpha-d}$ ,  $X$ ,  $\theta_{\alpha-d}$ ,  $\phi_{\alpha-d}$ ) que permiten una descripción apropiada del comportamiento interno de estos mecanismos de reacción a partir de las cantidades observables experimentalmente ( $E_{\alpha,d}$ ,  $\theta_{\alpha,d}$ ,  $\phi_{\alpha,d}$ ).

#### IV.4. Simulaciones y eficiencia del sistema de detección: El código SUPERKIN

Para poder contrastar los datos con los modelos propuestos, como así también para poder cuantificar la eficiencia geométrica del sistema de detección, resulta imprescindible contar con información acerca de la respuesta del sistema de detección ante la ocurrencia de estos procesos. Por lo tanto fue necesario desarrollar y optimizar un código de simulación que, mediante la aplicación del formalismo descrito en la introducción, permite el cálculo de la respuesta de un sistema de múltiples detectores al ser empleado para el estudio de reacciones que producen múltiples partículas en el canal de salida como lo son las reacciones de quiebre. El principio de funcionamiento de dicho código, denominado SUPERKIN [49], puede ser resumido de la siguiente manera: inicialmente el usuario establece el sistema al definir los canales de entrada y salida, por ejemplo, para un caso con tres partículas en el estado final, al definir los núcleos proyectil ( $p$ ), blanco ( $B$ ), las partículas de salida ( $a_{11}$ ,  $a_{12}$  y  $a_2$  definiendo a la partícula que se quiebra como  $a_1$ ) y la energía de bombardeo ( $E_p$ ). El sistema de detección es establecido a través de la posición angular de hasta cinco detectores telescópicos tipo  $\Delta E_1$ - $\Delta E_2$ - $E_{Res}$ , con espesores seleccionables para cada uno de dichos elementos. Respecto de la geometría y aceptación angular de los detectores, el usuario puede escoger entre colimadores circulares o anulares (esta última posibilidad ha sido contemplada para la evaluación de experimentos que involucren detectores con gran cobertura angular como ha sido recientemente reportado en la caracterización de reacciones de breakup [85]). Para valores fijos de las energías cinéticas  $T_{1-2}$  y  $T_{11-12}$  (ver Ec. 21), y a los ángulos de emisión en centro de masa  $\theta_{1-2}$ ,  $\phi_{1-2}$ ,  $\theta_{11-12}$ ,  $\phi_{11-12}$ , los correspondientes vectores velocidad para todos los productos de reacción en el sistema de referencia de laboratorio son calculados a través de la aplicación de las leyes de conservación de momento y energía. Se evalúa entonces la incidencia de cada una de estas partículas sobre los detectores seleccionados. El proceso es repetido para todos los posibles valores de  $\Omega_{1-2}$  y  $\Omega_{11-12}$  siguiendo una grilla que cubre  $4\pi$  str para ambas etapas de emisión con celdas de volumen definidas por el usuario según la resolución deseada. Sobre las energías  $T_{1-2}$  y  $T_{11-12}$ , pueden seleccionarse ya sea valores fijos o distribuciones uniformes. Los casos que satisfagan los requerimientos establecidos (por ejemplo, respecto al número de partículas detectadas simultáneamente en uno o mas detectores) son grabados secuencialmente como eventos multi-paramétricos. Estos contienen información respecto a: i) las variables básicas de la reacción ( $T_{11-12}$ ,  $\theta_{1-2}$ ,  $\theta_{11-12}$ ,  $\phi_{11-12}$ ), ii) los parámetros de laboratorio de todos los fragmentos emitidos

(detectados o no), es decir, energías totales, pérdidas de energía parciales en los detectores  $\Delta E$ , direcciones de emisión y iii) identificación de los detectores que fueron impactados, número de eventos en cada uno de ellos, etc. Toda esta información puede ser analizada mediante códigos convencionales de análisis de datos multiparamétricos. Diferentes suposiciones pueden ser hechas respecto de las distribuciones de probabilidad de los ángulos intrínsecos de emisión  $\phi_{1-2}$ ,  $\phi_{11-12}$ , aunque la más simple y comúnmente usada es la de completa isotropía de emisión. Es importante destacar que el procedimiento automáticamente tiene en cuenta los jacobianos involucrados en las transformaciones entre los distintos sistemas de referencia de centro de masa y laboratorio. A modo de ejemplo del uso y funcionalidades del sistema desarrollado, se presentará a continuación un análisis realizado en las etapas de prueba del código con algunos casos modelo incluyendo un estudio de los efectos derivados del uso de diferentes suposiciones respecto de las distribuciones de probabilidad de las variables primitivas del cálculo. Es importante destacar que el objetivo principal de estos análisis no es el ajuste de los datos experimentales para los casos considerados, sino más bien explorar características generales que pueden ser predichas simplemente mediante la aplicación de leyes cinemáticas y de conservación y estudiar su sensibilidad respecto de diversas elecciones sobre las distribuciones iniciales. Este tipo de análisis provee una base para la correcta evaluación de la validez de modelos específicos en el intento de describir los mecanismos de reacción involucrados y sus manifestaciones en la escala de tiempo asintótica, lo cual será explotado en la etapa de análisis de los datos experimentales.

#### *IV.4.1. Mediciones inclusivas y exclusivas de reacciones de quiebre*

Para analizar las capacidades del programa desarrollado, se consideró inicialmente la reacción  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni} \rightarrow {}^7\text{Be} + {}^1\text{H} + {}^{58}\text{Ni}$ . Este sistema ha sido estudiado extensamente en la región energética por debajo de la barrera de repulsión coulombiana tanto experimental [43, 59] como teóricamente [63, 114], en búsqueda de información referente a los procesos de captura radiativa inversa de interés en astrofísica,  ${}^7\text{Be} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^8\text{B} + \text{n}$ . En particular, fueron obtenidas mediciones inclusivas en energía y tiempo de vuelo de los fragmentos de  ${}^7\text{Be}$  como función del ángulo de emisión de la etapa binaria intermedia. Por otra parte, también fueron realizadas mediciones en coincidencia de los productos de fragmentación (protones y  ${}^7\text{Be}$ ) a energías mucho mayores (51.8 MeV/u y 46.5 MeV/u) en experimentos utilizando el mismo proyectil en blancos de  ${}^{208}\text{Pb}$  [58, 69]. En la Fig. 23 se presentan los espectros de energía correspondientes a las

mediciones inclusivas de [59] a  $E_{Lab} = 25.75$  MeV y  $\theta_{Lab} = 20^\circ$  junto con nuestros cálculos para los mismos valores. La geometría exacta de los sistemas de detección fue incluida en todos los cálculos. Para establecer las comparaciones, las secciones eficaces teóricas han sido normalizadas arbitrariamente. El efecto causado por las diferentes suposiciones acerca de las distribuciones de las variables básicas que intervienen en los cálculos se ven reflejadas en los distintos paneles de esta figura. Las comparaciones con los datos que se observan en la Fig. 23(a) corresponden a cálculos hechos asumiendo un valor fijo de la energía relativa protón-Berilio,  $T_{p-Be} = 0.64$  MeV, asociado con una fragmentación resonante procedente a través del primer estado excitado del  $^8\text{B}$  (0.77 MeV). Las tres curvas reflejan diferentes distribuciones angulares del ángulo polar intrínseco  $\theta_{p-Be}$ . La curva con línea llena es el resultado de la suposición más sencilla, es decir, emisión isotrópica respecto de dicha magnitud. Las otras dos curvas (guiones y puntos) fueron calculadas bajo la asunción de que las distribuciones están dadas por funciones lineales (distribuciones “triangulares”) en el rango  $0^\circ$  a  $180^\circ$ , con pendiente positiva o negativa. La curva de guiones corresponde a una emisión preferencialmente “delantera” del  $^7\text{Be}$  respecto del eyectil virtual de  $^8\text{B}$  (máxima probabilidad de emisión de  $^7\text{Be}$  a  $0^\circ$  y cero probabilidad de emisión a  $180^\circ$ ), mientras que la curva de puntos corresponde a una emisión preferencialmente “trasera”. A pesar de que estas distribuciones son esencialmente arbitrarias, resultan útiles para ejemplificar el efecto que asimetrías de emisión “traseras-delanteras” tienen sobre el espectro de energía. En este caso particular, tanto del centroide como de la forma misma del pico puede concluirse tentativamente que la emisión es simétrica (no necesariamente isotrópica) con respecto a la velocidad asintótica del  $^8\text{B}$ . Aunque no se muestra en la figura, se estudió también la sensibilidad del espectro energético con respecto a cambios en la distribución angular de la etapa binaria. Fueron consideradas dos distribuciones diferentes para el proceso B-Ni (isotrópica y Rutherford) y comparadas, hallándose que los espectros resultantes diferían muy poco entre sí. Examinamos a continuación el efecto sobre los espectros energéticos inclusivos de otro ingrediente importante de los cálculos, como lo son las distribuciones de los valores de energía relativa,  $T_{p-Be}$  (Figs. 23(b) y 23(c)). En principio, es de destacar que los resultados obtenidos en experimentos anteriores de mediciones en coincidencia de los fragmentos de breakup en el sistema  $^8\text{B} + ^{208}\text{Pb}$  a energías de bombardeo mayores sugieren una distribución característica de breakup directo, esencialmente, un decrecimiento monótono como función de energías relativas crecientes, comenzando en este caso del valor más bajo medido

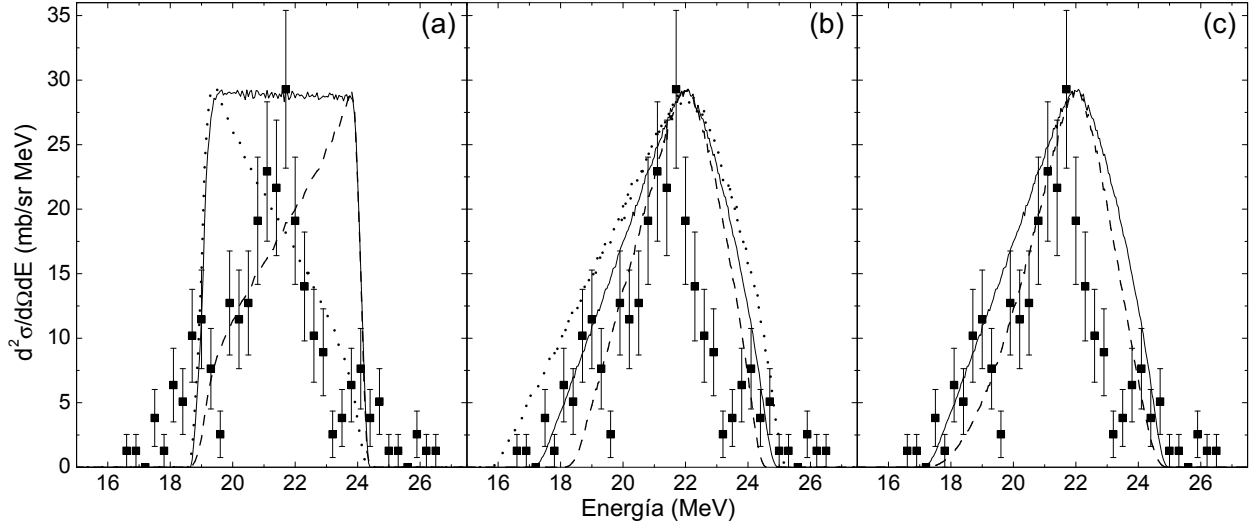


FIG. 23: Espectros energéticos inclusivos de  ${}^7\text{Be}$  experimentales [59] y calculados para la reacción  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  a  $E_{\text{Lab}} = 25.75$  MeV y  $\theta_{\text{Lab}} = 20^\circ$ . Los cálculos se hicieron acorde a las siguientes suposiciones: (a) Valor fijo de la energía relativa  $T_{p-Be} = 0.64$  MeV, para distribuciones lineales del ángulo de breakup ( $\theta_{p-Be}$ ) isotrópicas (línea llena), de pendiente positiva (línea de puntos) y negativa (línea de guiones); (b) distribuciones uniformes de energía relativa, con valores de corte de 0.7 MeV (línea a guiones), 1.41 MeV (línea llena) y 2.18 MeV (línea de puntos); (c) distribución uniforme de energía relativa (línea llena) y triangular de pendiente negativa (línea a guiones), ambas con el mismo valor umbral de 1.41 MeV.

de aproximadamente 0.50 MeV y extendiéndose hasta 2 o 3 MeV [58, 69]. Sin embargo, no existen referencias explícitas experimentales o teóricas sobre esta cuestión y su efecto sobre las mediciones en conexión con los datos de baja energía presentados en [59]. De esta manera, se seleccionaron dos distribuciones en forma arbitraria para la energía relativa del presente análisis, asumiendo emisión isotrópica en ambos casos. Una de estas distribuciones toma un valor constante, comenzando a 0 MeV, con un corte abrupto superior a una energía relativa  $T_{MAX}$  (distribución uniforme). Tres valores de  $T_{MAX}$  fueron considerados: el primero de ellos corresponde a la energía del primer estado resonante de  ${}^8\text{B}$  (0.64 MeV, más 0.07 MeV de energía de quiebre) y los otros al doble y triple de dicho valor respectivamente (1.41 MeV y 2.18 MeV). Estas son representadas en la Fig. 23(b) por las curvas a guiones, llena y punteada respectivamente. Se observa una clara correlación entre los anchos de los montículos en el espectro de energía y el valor de corte de la distribución de energías relativas. Considerando que pueden existir factores experimentales adicionales que contribuyan al ensanchamiento y que estén siendo ignorados en los cálculos presentados, puede concluirse que los anchos medidos

proveen al menos una buena indicación de límites superiores para  $T_{p-Be}$ . La segunda forma de distribución arbitraria considerada para un análisis cualitativo del rol jugado por el tipo de distribución de energía relativa es una triangular de pendiente negativa. En la Fig. 23(c), los datos son comparados con los resultados de distribuciones de energía relativa uniforme y triangular, ambas con el mismo máximo de 1.41 MeV. Como es de esperar, la distribución triangular proporciona un pico más angosto. Diferencias adicionales en la forma general del pico son muy pequeñas y probablemente resulten indetectables en forma experimental en una situación real. Por lo tanto, puede concluirse que la forma del espectro energético inclusivo aporta poca información sobre el tipo de distribución de energía relativa, mas allá de brindar un límite superior aproximado.

Un resumen de la comparación entre los resultados experimentales y los cálculos (normalizados

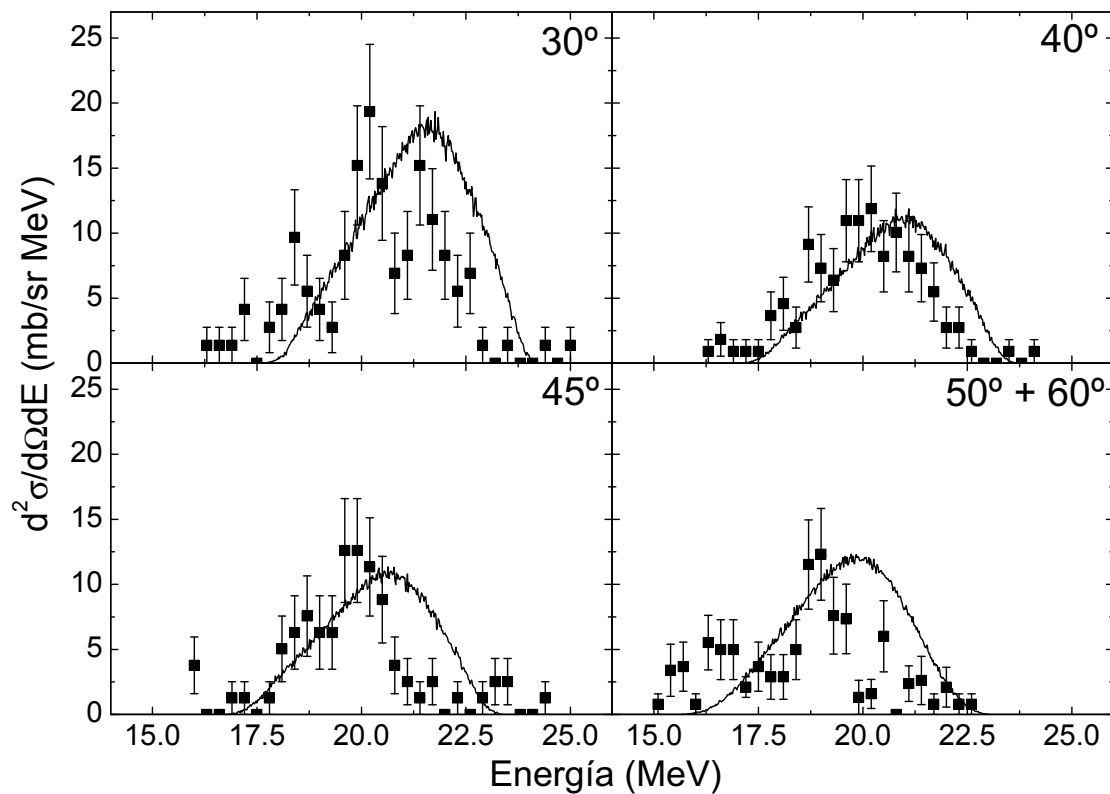


FIG. 24: Espectro de energía de  ${}^7\text{Be}$  experimental ([59]) y calculado para la reacción  ${}^8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$  a los distintos ángulos medidos y a una energía de bombardeo de 25.75 MeV. Los cálculos corresponden a una distribución uniforme de energía relativa con un corte superior a 1.41 MeV.

arbitrariamente) a todos los ángulos medidos, suponiendo una distribución uniforme con  $T_{MAX}$

$= 1.41$  MeV se presenta en la Fig. 24. Nuevamente, la forma del espectro parece sugerir una buena indicación de un límite superior para la distribución de energía relativa experimental. También puede observarse en la figura un relativo buen acuerdo en la mayoría de los casos en los centroides y los anchos de los picos asociados a las distribuciones calculadas y aquellas correspondientes a resultados experimentales. El valor seleccionado de corte de 1.41 MeV es el que mejor ajusta los datos. Como se mencionó, el presente análisis no pretende obtener una descripción detallada de los espectros en este punto, sino más bien investigar cuanto refinamiento a los modelos descriptivos es razonable incluir a la hora de interpretar los datos. Por ejemplo, al considerar efectos como post-aceleración coulombiana [64] de los fragmentos de breakup debería tenerse en cuenta como su inclusión modificaría las distribuciones asintóticas respecto de las que se suponen en la presente discusión, a fin de determinar si un eventual mejor ajuste de los datos y los cálculos proveen una evaluación significativa de dicho modelo. En este punto puede ser útil evaluar el incremento en la sensibilidad que podría obtenerse a través de mediciones en coincidencia de los productos de breakup (lo cual resulta experimentalmente desafiante para reacciones con energías por debajo de la barrera según [43]). Con este propósito se calculó la respuesta esperada de un experimento diseñado con dos detectores en coincidencia, dispuestos a  $\theta_1 = 20^\circ$  y  $\theta_2 = 32^\circ$ , subtendiendo cada uno una apertura angular de  $2^\circ$ , para el caso particular de emisión isotrópica y con dos distribuciones diferentes de  $T_{p-Be}$  (uniforme y triangular de pendiente negativa). Los resultados se sintetizan en los tres paneles de la Fig. 25. Se presenta un espectro bidimensional calculado de las energías relativas como función de la energía total ( $E_1$ ) de uno de los fragmentos que inciden sobre uno de los detectores para el caso particular de una distribución constante de  $T_{p-Be}$ . El corte superior fue establecido arbitrariamente en  $T_{MAX} = 2$  MeV, lo cual no reviste en este caso mayor importancia ya que el objetivo de este gráfico es ilustrar las formas características de los espectros para cada uno de los fragmentos que alcanzan el detector (protones y berilio) y, principalmente, enfatizar la correlación directa que existe entre ambas magnitudes. Como consecuencia de esta asociación se sigue que el espectro en energía registrado por cualquiera de los detectores en modo de coincidencia posee información directa sobre la distribución de energía relativa de interés. Como ejemplo de las diferencias que pueden ser esperadas para diferentes distribuciones de  $T_{p-Be}$ , los paneles (b) y (c) muestran una comparación entre los correspondientes espectros de energía  $E_1$  medidos para las distribuciones uniforme (b) y trian-

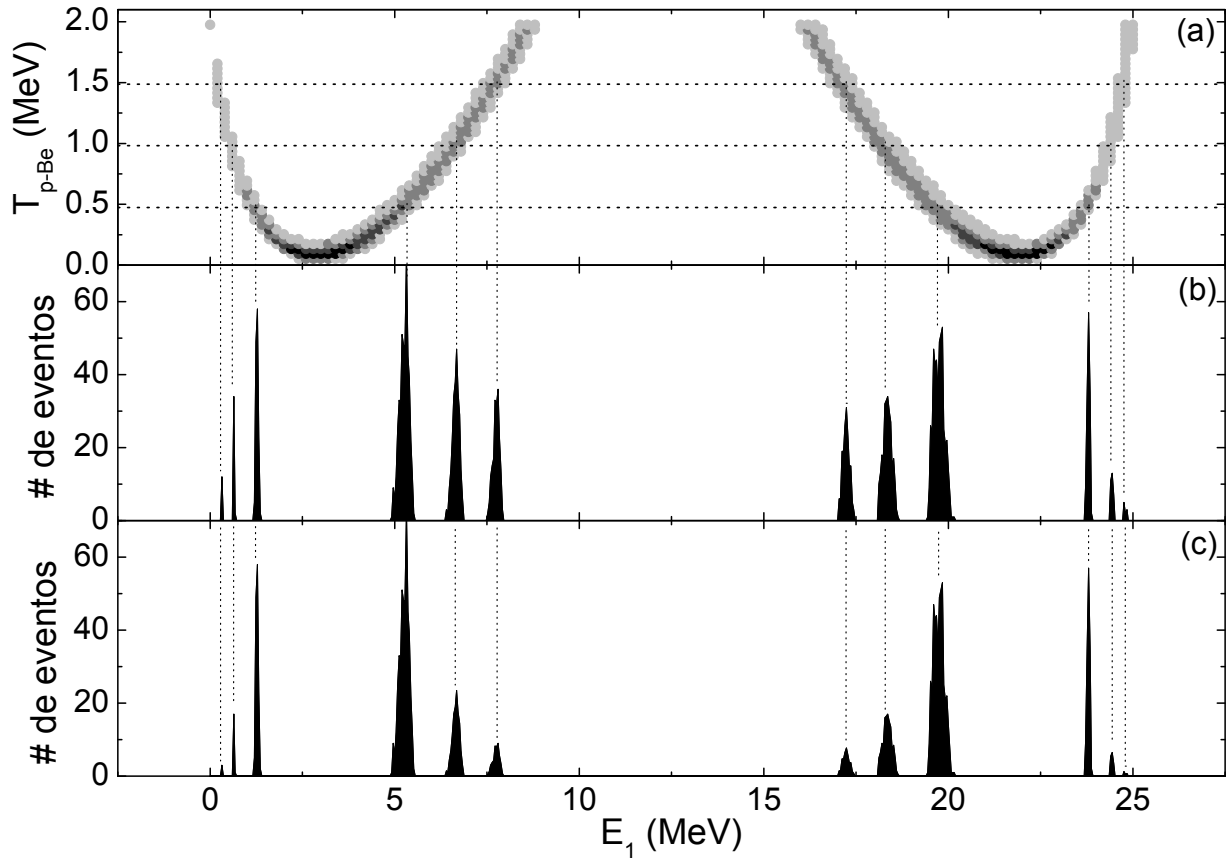


FIG. 25: Espectros exclusivos de p y  ${}^7\text{Be}$  calculados para la reacción  ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$  a una configuración de los detectores  $\theta_1 = 20^\circ$ ,  $\theta_2 = 32^\circ$ , a  $E_{Lab} = 25.75$  MeV: a) espectro bidimensional  $T_{p-Be}$  vs.  $E_1$ ; b) Espectro de energía  $E_1$  para una distribución uniforme de energía relativa; c) Espectro de energía  $E_1$  para una distribución de energía relativa triangular de pendiente negativa.

gular decreciente (c). Para simplificar y resaltar las diferencias en las intensidades calculadas en ambos espectros, únicamente se muestran las proyecciones a determinados valores de  $T_{p-Be}$  (indicados en el panel (a)). Como podría esperarse, los picos a valores de  $E_1$  que corresponden a mayores energías relativas resultan menores en el caso de la distribución triangular. A pesar de su carácter relativamente limitado, el presente ejemplo demuestra las ventajas de mediciones exclusivas para la determinación experimental de características básicas de la reacción (como la distribución de energía relativa en este caso particular).

En síntesis, utilizando principios cinemáticos elementales el programa desarrollado brinda una herramienta computacional para la interpretación experimental de distintos aspectos de reacciones nucleares a partir del análisis de la información que puede ser obtenida con arreglos de



múltiples detectores. Mediante estos ejemplos se intentó mostrar las posibilidades que brinda respecto de la extracción de información acerca de los parámetros relevantes en reacciones de breakup en particular y sobre el estudio de mecanismos de reacción que involucren la emisión de múltiples fragmentos en general.

#### IV.4.2. Extracción de secciones eficaces absolutas - Eficiencia del sistema de detección

Además de su uso para la estimación de los límites y comportamientos de las distribuciones de las variables internas presentes en los datos experimentales, el sistema desarrollado permite el cálculo numérico de la eficiencia geométrica del sistema de detección, necesaria para la determinación de secciones eficaces absolutas en mediciones exclusivas. En forma general, si se conoce la sección eficaz múltiplemente diferencial  $\frac{d^p\sigma}{dx_1\dots dx_p}$  de un determinado canal de reacción, el número de eventos ( $N_{Exp}$ ) que serán detectados por una determinada configuración experimental con eficiencia  $\varepsilon$  está dada por la expresión

$$N_{Exp} = \frac{d^p\sigma}{dx_1\dots dx_p} n_{tgt} N_{Proy} \Delta x_1 \dots \Delta x_p \varepsilon, \quad (44)$$

donde  $N_{proy}$  representa el número de núcleos proyectiles incidentes sobre el sistema,  $n_{tgt}$  el número de núcleos blanco por unidad de superficie y  $\Delta x_i$  el intervalo o incremento en la variable  $x_i$ . Además de la complejidad en la estimación de la eficiencia propia del sistema de detección que resulta del empleo de métodos exclusivos, la evaluación de estos incrementos también presenta dificultades al trabajar con variables intrínsecas de reacciones de quiebre.

El número de núcleos blanco por unidad de superficie puede ser obtenido a través de información experimental según:

$$n_{tgt} = \frac{\rho_{tgt} \delta}{m_{tgt}} = \frac{t[\frac{mg}{cm^2}]}{A_{tgt}}, \quad (45)$$

donde  $\rho_{tgt}$  es la densidad másica del blanco,  $\delta$  su espesor lineal y  $t$  es la masa por unidad de superficie. Por otro lado, el número de núcleos proyectiles involucrados en el proceso se obtiene a través de la siguiente expresión:

$$N_{Proy} = \frac{I \tau}{Z_{Proy} q_e} = \frac{I[nA] \tau[seg]}{Z_{proy}}. \quad (46)$$

Aquí  $I$  representa la corriente del haz de partículas, expresada en nanoamperes,  $\tau$  el tiempo de duración de la interacción (tiempo de irradiación) en segundos y  $Z_{Proy}$  el número atómico de los núcleos proyectil.

Con estas expresiones, el número de eventos esperado resulta

$$N_{Exp} = \frac{d^p \sigma}{dx_1 \dots dx_p} \left[ \frac{mb}{[x_1] \dots [x_p]} \right] \frac{t \left[ \frac{mg}{cm^2} \right] (FC) \varepsilon \Delta x_1 [x_1] \dots \Delta x_p [x_p]}{A_{tgt} Z_{Proy}}. \quad (47)$$

En esta última expresión, la cantidad (FC) representa el número de eventos registrados en la copa de Faraday (medido en  $10^{-10}$  C por pulso), directamente vinculada con la corriente observada en el lapso de tiempo  $\tau$ . Con la expresión  $\Delta x_i [x_i]$  se representa el intervalo subtendido en la magnitud  $i$ , expresada en las unidades correspondientes.

Llegados a este punto recurrimos a las simulaciones numéricas brindadas por el código SUPERKIN para definir el valor de la eficiencia del sistema de detección en el volumen de interés  $\Delta x_1 \dots \Delta x_p$  como el número de casos positivos sobre el número total de eventos total calculados:

$$\varepsilon = \frac{N_{Pos}}{N_{Tot}}. \quad (48)$$

Ahora bien, si se realiza una simulación sobre un volumen  $\Delta x_1 \dots \Delta x_p$ , con particiones de tamaño  $\xi_j$  en cada una de las variables involucradas en el cálculo, dado que el programa desarrollado considera una producción de eventos uniforme en cada una de dichas variables, tenemos que para cada intervalo:

$$\Delta x_j = n_j \xi_j, \quad (49)$$

donde además

$$\prod_j n_j = N_{Tot}. \quad (50)$$

Con esta información y la Ec. 47, llegamos a una expresión para el cálculo de la sección eficaz absoluta múltiplemente diferencial:

$$\frac{d^p \sigma}{dx_1 \dots dx_p} \left[ \frac{mb}{[x_1] \dots [x_p]} \right] = K \frac{A_{tgt} Z_{proy}}{t \left[ \frac{mg}{cm^2} \right] (FC)} \frac{N_{Exp}}{N_{Pos} \xi_{x_1} \dots \xi_{x_p}}, \quad (51)$$

Donde la constante de normalización  $K$  surge de las unidades elegidas para expresar cada una de las magnitudes experimentales involucradas en el cálculo.

De esta forma, analizando los datos experimentales correspondientes a una dada partición del espacio multidimensional sobre la cual se realiza una simulación numérica, este cociente permite calcular la sección eficaz debidamente normalizada y con la corrección correspondiente a la eficiencia geométrica del sistema de detección. En nuestra situación, partiendo de la expresión para el ángulo sólido en coordenadas polares  $\Delta\Omega = \Delta\phi\Delta(\cos(\theta))$ , consideramos las variables angulares intrínsecas como unidades elementales de las particiones utilizadas en las simulaciones para obtener la sección eficaz doblemente diferencial:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{ab}d\Omega_{a-b}} \left[ \frac{mb}{sr^2} \right] = K \frac{A_{tgt}Z_{proy}}{t \left[ \frac{mg}{cm^2} \right] (FC)} \frac{N_{Exp}}{N_{Pos} \xi_{\phi_{ab}} \xi_{\cos(\theta_{ab})} \xi_{\phi_{a-b}} \xi_{\cos(\theta_{a-b})}}. \quad (52)$$

#### IV.5. Sistema ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$

En las primeras cinco columnas de la tabla I del apéndice C.1 se consignan las configuraciones seleccionadas para el sistema de detectores. Como se discutió anteriormente, la planificación de estas combinaciones se realizó considerando la ocurrencia de los canales descritos en la Ec. 28, aunque esta elección no excluye la posibilidad de observación de algún otro canal de reacción. En todos los casos se observó la presencia de una fuerte correlación energética en el espectro correspondiente (ver Fig. 17), asociada directamente a un conjunto de eventos principal en el espectro temporal (Fig. 18) y a la combinación de deuterios y partículas  $\alpha$  como masas detectadas en cada uno de los telescopios. Para determinar las características propias del tipo de reacción (secuencial o directa, energía de excitación, etc.) se consideraron distintas alternativas que involucran el uso de las variables propuestas en la Secc. IV.3.

##### IV.5.1. Canal $\alpha - d$

Un primer análisis de los eventos seleccionados puede ser realizado a través del estudio de la energía de excitación de los fragmentos del sistema de salida (Ec. 41). En la Fig. 26 se presentan espectros característicos para dicha magnitud obtenidos a algunas de las diferentes energías de bombardeo. Los datos se agrupan a un valor de energía de excitación cercano a -1.5 MeV. Teniendo en cuenta que el balance de masas para la desintegración  ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^2\text{H} + {}^4\text{He}$  es de -1.474 MeV, estos resultados representarían evidencia del quiebre del núcleo de litio 6 en un deuterio y una partícula  $\alpha$ , con los elementos del canal de salida (incluyendo al residuo de samario 144) en el estado fundamental. Este comportamiento fue observado para los eventos

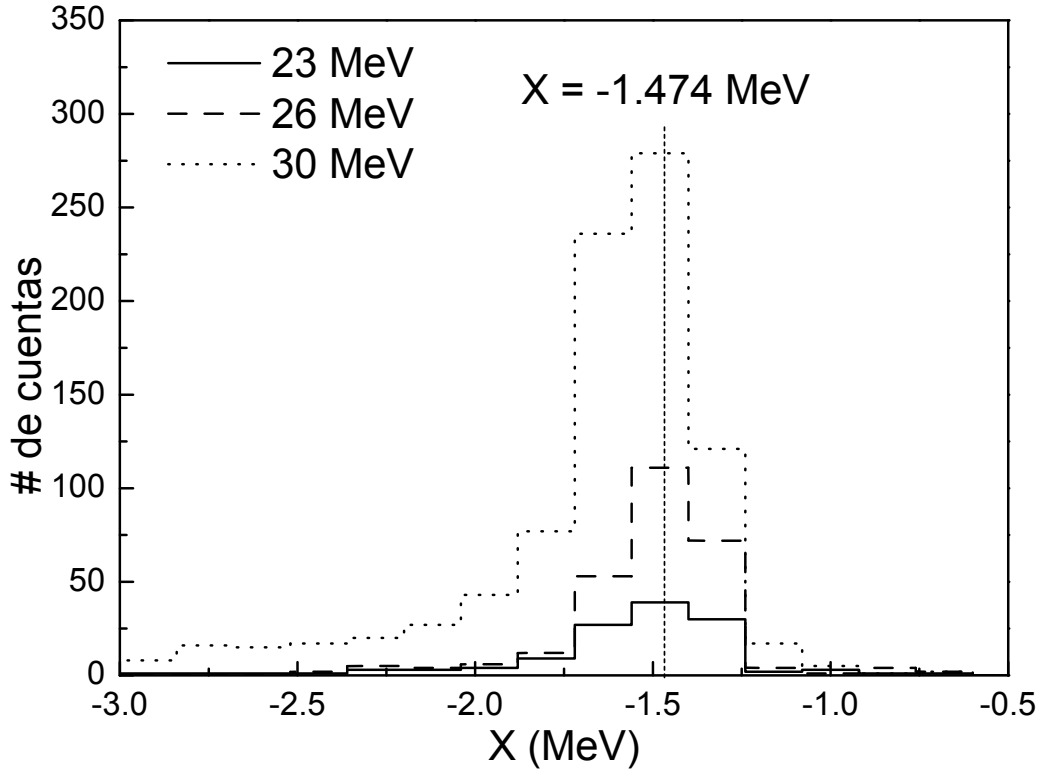


FIG. 26: Espectros de energía de excitación obtenidos para tres de las energías de bombardeo medidas: 23, 26 y 30 MeV. En línea punteada se destaca el valor  $Q_{gg}$  para el canal de reacción  ${}^6\text{Li} \rightarrow {}^2\text{H} + {}^4\text{He}$ , conduciendo al estado fundamental de las partículas del canal de salida.

pertenecientes a la correlación primaria en todos los experimentos realizados con este proyectil.

Una forma alternativa de visualizar esta información puede encontrarse en la correlación de energías usada como discriminador de eventos de breakup. En la Fig. 27 se presentan espectros de energía total en uno de los telescopios respecto de la medida en el otro para las distintas energías de bombardeo.

Al disminuir la energía de incidencia, y en consecuencia la energía total disponible, las rectas de correlación resultan más cercanas al origen. Sobre el conjunto de eventos pertenecientes a cada energía se encuentra superpuesta una función lineal de ajuste de los datos, cuyos parámetros se encuentran indicados en la esquina superior izquierda de la imagen (las pendientes fueron son todos los casos próximas a -1). Allí se presenta además el valor calculado de energía cinética de los núcleos de litio 6 que generarían los fragmentos de breakup medidos, obtenidos mediante simulaciones numéricas. El valor de la suma de las energías totales de los fragmentos resulta aproximadamente igual al de la energía asintótica de la partícula virtual de litio 6 más el valor

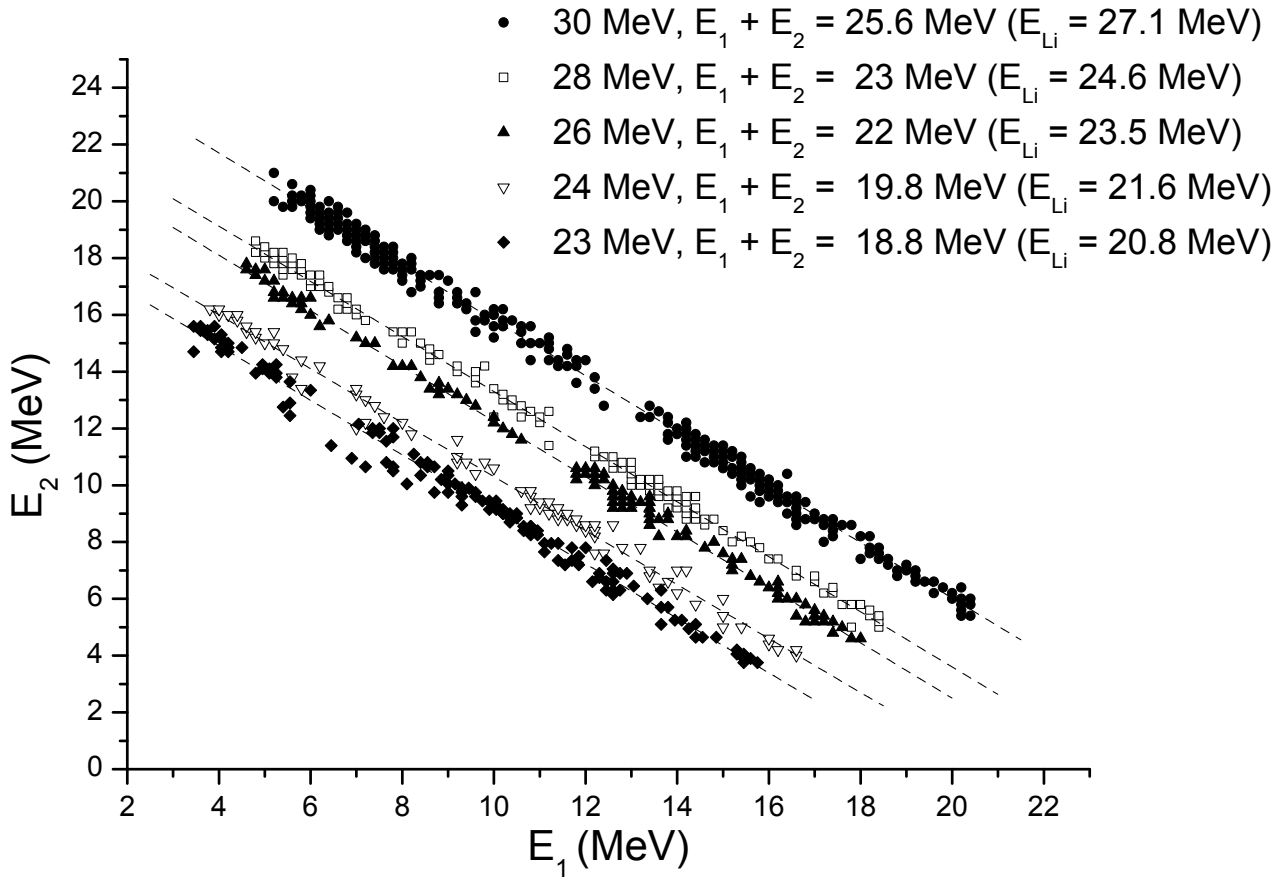


FIG. 27: Correlación  $E_1$  vs.  $E_2$  para las distintas energías de bombardeo. Los datos se disponen linealmente según lo esperado. Se muestran los parámetros de las rectas de ajuste de los datos junto con la energía calculada para los núcleos “virtuales” de litio 6 que experimentan la fragmentación. La diferencia entre las energías totales y calculadas da una estimación adicional del valor de  $X$  observado (coincidente con  $Q_{gg}$  en este caso particular).

$Q_{gg} \approx -1.5$  MeV (asumiendo que los núcleos del sistema final resultan en su estado fundamental), reflejando las mismas características observadas en los espectros de energía de excitación. Por otra parte, el análisis de esta magnitud no permite obtener información adicional acerca de los fragmentos de breakup, como ser su energía relativa, distribuciones angulares, etc., por lo que resulta necesario recurrir al estudio de alguna otra de las variables asintóticas.

La cantidad que indica el carácter resonante o directo de la reacción está conformada por la suma de la energía de excitación más la energía relativa ( $\varepsilon_{\alpha-d}$ ). De esta manera, resulta de interés determinar con la mayor precisión posible el valor de energía relativa entre los fragmentos. En este caso existe sin embargo una dificultad particular que hace que este análisis

no pueda realizarse en forma directa. En efecto, el error introducido al suponer que el ángulo de detección de cada partícula es idéntico al ángulo correspondiente al centro de cada uno de los telescopios se propaga y amplifica de manera inaceptable al calcular  $\varepsilon_{\alpha-d}$  para cada evento y distorsiona notablemente las consiguientes distribuciones. El uso de colimadores permite reducir esta distorsión pero presenta una relación de compromiso con la eficiencia de detección. Colimadores muy pequeños implican mediciones de muy larga duración (las mediciones exclusivas con dos detectores telescópicos en coincidencia son en general de baja eficiencia, con duraciones promedio típicas de entre 5 y 10 horas por configuración). Por estos motivos, parte del tiempo experimental disponible fue dedicado a maximizar el ángulo sólido de detección con la mayor resolución angular posible.

Para apreciar el efecto que este hecho tiene sobre el procesado de datos, en la Fig. 28 se

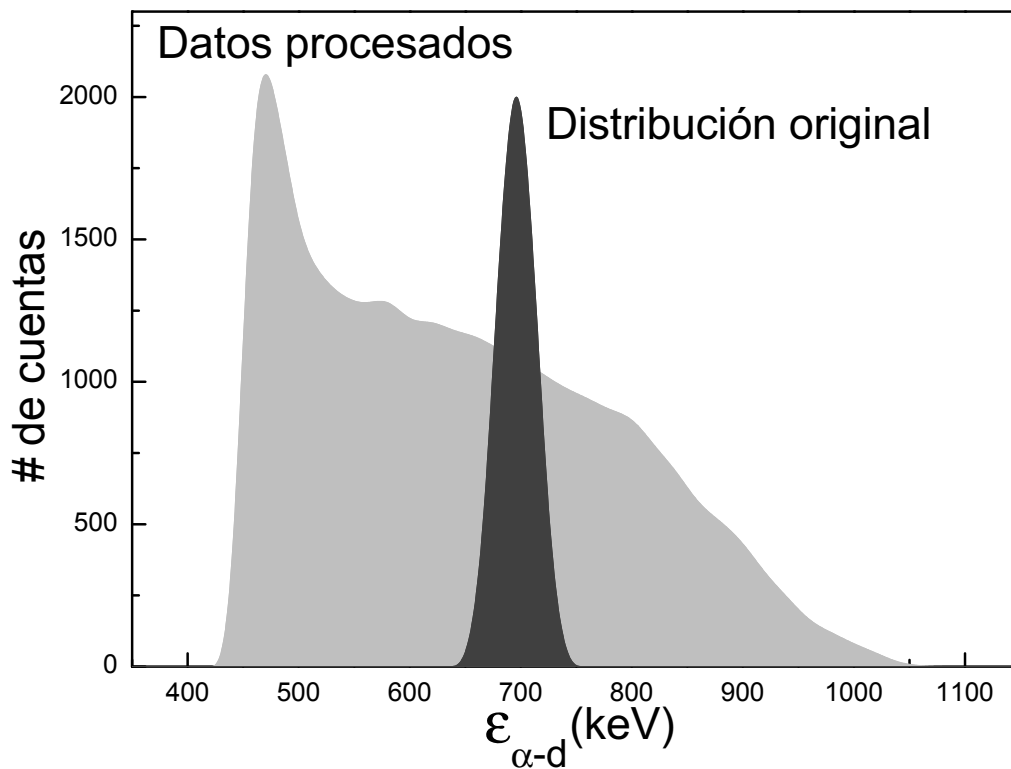


FIG. 28: Dispersión introducida en el cálculo de la energía relativa asociada al uso de detectores de amplia aceptación angular. La distribución original esta centrada en 712 keV con un ancho de  $\pm 20$  keV. La normalización es arbitraria

muestran los resultados de una simulación realizada para un proceso de breakup resonante  ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm} \rightarrow {}^2\text{H} + {}^4\text{He} + {}^{144}\text{Sm}$ , a través del primer estado excitado del núcleo de litio 6, a 2.186

MeV (con energía relativa de 0.712 MeV para un proceso elástico), para una energía de bombardeo de 30 MeV. La curva en gris oscuro muestra la distribución original introducida en el cálculo para la cual se consideró un ancho de  $\pm 20$  keV, con normalización arbitraria. La curva en gris claro constituye el resultado obtenido luego de procesados los datos. La distorsión introducida en el espectro de energía relativa puede verse reflejada en la mayor amplitud de la distribución calculada, que dificulta la determinación exacta del valor original. Adicionalmente, la apertura angular fija del sistema de detección define para cada configuración la existencia de un valor mínimo de energía relativa posible de ser calculado (y medido) para cada energía de bombardeo (ver Ec. 34), lo cual se refleja en la acumulación de datos a bajas energías relativas que se observa en los resultados procesados.

Existen métodos indirectos para estimar cuantitativamente la energía relativa entre los frag-

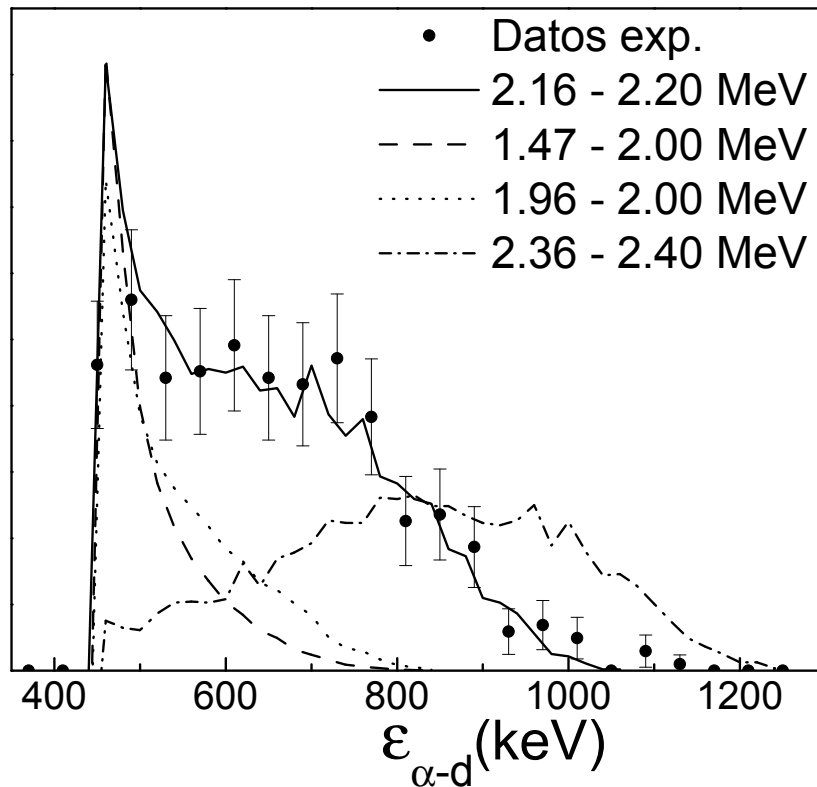


FIG. 29: Espectro experimental de  $\varepsilon_{\alpha d}$  comparado con los resultados de distintas simulaciones con la geometría de los sistemas de detección incorporada. Las distribuciones consideradas son uniformes de distintos anchos, indicados en la figura. Los resultados indican la ocurrencia de una reacción resonante a través del primer estado excitado del núcleo de  ${}^6\text{Li}$  a 2.186 MeV.

mentos de breakup. En la Fig. 29 se presentan los datos obtenidos para una reacción con

proyectiles de litio 6 a 30 MeV de energía de bombardeo, conjuntamente con los resultados de diversas simulaciones hechas para el mismo sistema, incorporando la geometría exacta del conjunto de detectores. De manera similar a lo desarrollado en la Secc. IV.4.1, se consideraron distintas distribuciones de energía relativa y se representaron los espectros obtenidos al aplicar el código de análisis de datos. Las distribuciones son uniformes dentro de rangos variables: la curva en línea llena está centrada en 2.18 MeV con un ancho de 40 keV, como simulación del caso de breakup resonante; las líneas de puntos y de guiones y puntos representan distribuciones del mismo ancho a distintos valores centrales (1.98 y 2.38 MeV respectivamente); por último, la línea a guiones resulta de una distribución ancha, comenzando en el mínimo valor posible de  $\varepsilon_{\alpha_d}$  (1.474 MeV es el umbral de breakup, con energía relativa igual a cero) y extendiéndose hasta un tope superior arbitrario de 2 MeV de energía de quiebre ( $\varepsilon_{\alpha_d} \approx 500$  keV). La normalización es arbitraria para facilitar la comparación de los resultados. La incerteza en los datos experimentales es únicamente estadística.

La distribución correspondiente al caso resonante es claramente la que mejor ajusta a los datos experimentales. Mas aún, las otras combinaciones consideradas presentan un comportamiento cualitativamente diferente de lo medido, con lo que los resultados estarían confirmando la ocurrencia de la reacción secuencial. Los resultados obtenidos para las otras energías de bombardeo parecen corroborar esta suposición, como se muestra en la Fig. 30, en la que se presentan espectros experimentales de energía relativa conjuntamente con simulaciones del caso resonante para distribuciones uniformes de 40 keV de ancho. Para los espectros correspondientes a 28 y 26 MeV, el ajuste entre los datos y las simulaciones continua siendo bueno, reforzando la suposición acerca del canal de reacción evidenciado. Se destaca a la vez el cambio en el comportamiento de las curvas simuladas al disminuir la energía de incidencia, para las cuales la acumulación de eventos a energías cercanas al umbral inferior de detección se reduce hasta desaparecer en los espectros a 23 y 24 MeV. En estos últimos, el pico asociado al caso resonante reproduce correctamente una sección de los resultados experimentales; sin embargo, existe un conjunto de eventos de baja energía relativa que no se corresponden con la distribución predicha.

Se propuso que estos eventos podrían estar asociados a eventos de breakup directo y se intentó determinar el rango de energías relativas correspondientes, aprovechando el hecho de que para los casos de 23 y 24 MeV, el pico resonante se separa de los casos de menor energía relativa, como se aprecia en las imágenes superiores de la Fig. 30.



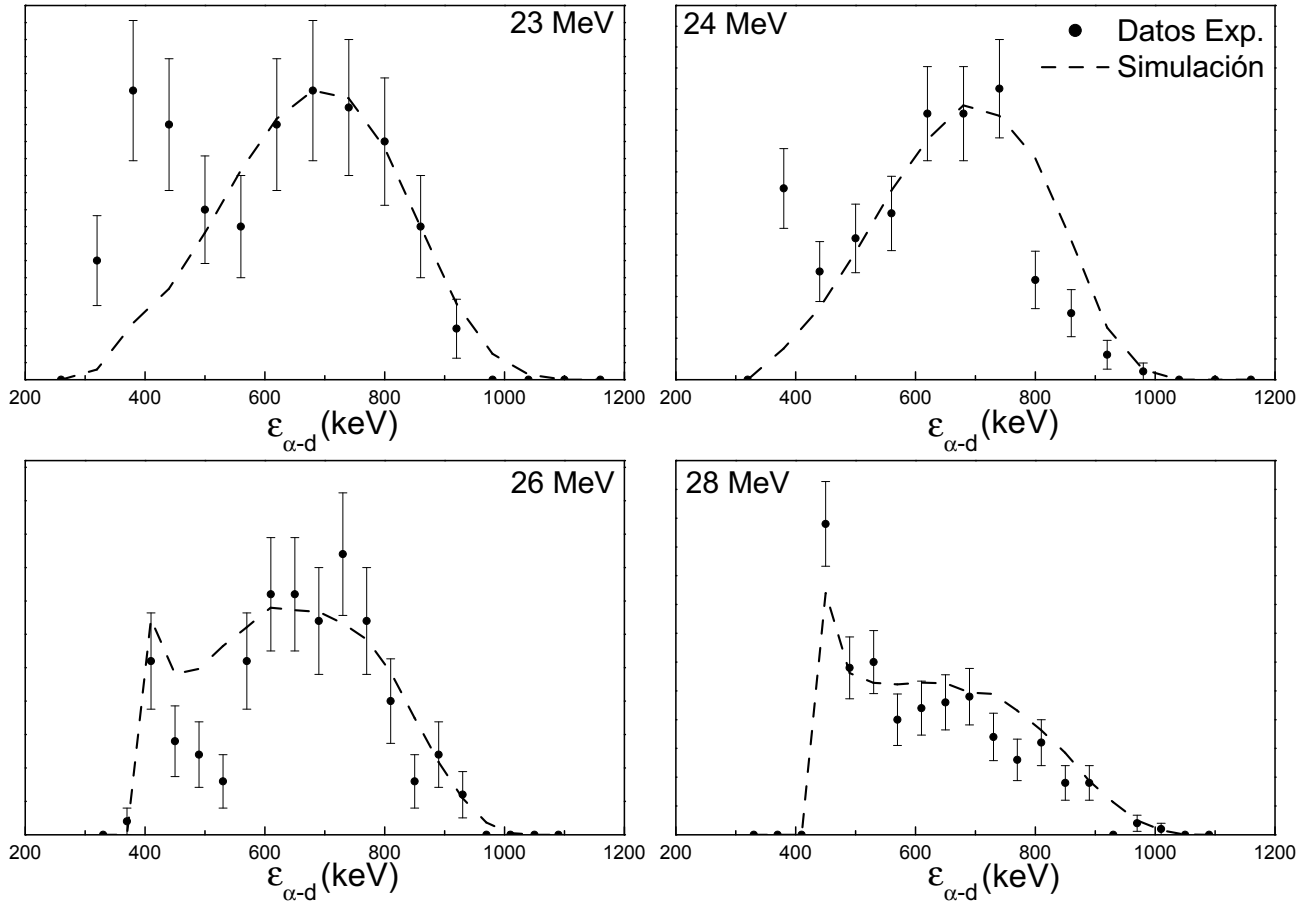


FIG. 30: Espectros experimentales de  $\varepsilon_{\alpha-d}$  y resultados de simulaciones numéricas para las distintas energías de bombardeo. Se observa un cambio en el comportamiento de las curvas con la energía, manteniéndose en líneas generales un buen ajuste en la parte principal de los espectros. La normalización es arbitraria y las incertezas experimentales puramente estadísticas.

Utilizando la información experimental a 23 MeV se propuso el siguiente procedimiento: se consideró un conjunto de distribuciones uniformes de energías relativas menores a la del caso secuencial con rangos arbitrarios y se simuló la respuesta del sistema de detección para cada una de ellas. A continuación se realizó un ajuste numérico entre los datos experimentales y la suma de cada una de las distribuciones con los resultados correspondientes al caso resonante. En la Fig. 31 se muestran algunos de los casos considerados, para distribuciones uniformes de 0 a 300 keV (línea llena), de 0 a 500 keV (línea a guiones), de 300 a 500 keV (línea de puntos) y de 200 a 400 keV (línea a guiones y puntos) de energía relativa, sumadas a la información proveniente de la distribución resonante. La normalización es arbitraria y las incertezas experimentales son puramente estadísticas.

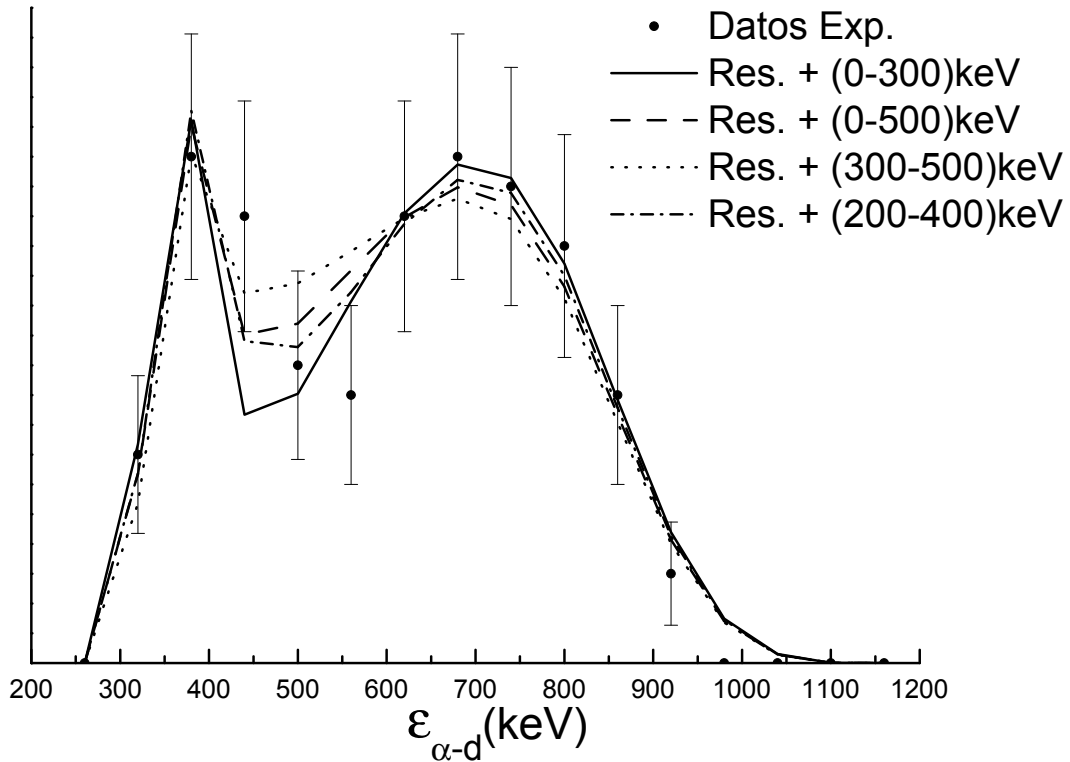


FIG. 31: Ajustes realizados entre los datos experimentales a 23 MeV y la suma de distribuciones uniformes de baja energía relativa junto con un pico resonante. El buen ajuste general entre estas curvas confirma la presencia del canal directo aunque no permite establecer una cota superior de energías relativas menor a 500 keV. La normalización es arbitraria.

Los buenos ajustes obtenidos corroboran la presencia de ambos mecanismos de reacción: secuencial y directo. Por otra parte, para los rangos estudiados la sensibilidad de la que se dispone permite establecer en forma cuantitativa un límite superior para el rango de energías relativas de breakup directo no menor a 500 keV. Para energías relativas superiores, los ajustes ya no logran reproducir adecuadamente la separación presente en los datos, como comienza a sugerirse para la distribución en línea punteada. De esta manera, la información experimental evidenciaría la presencia del canal directo con un umbral superior de energías relativas de hasta aproximadamente 500 keV, observaciones que fueron confirmadas en el caso de 24 MeV. Estos datos también resultaron útiles para estudiar la sensibilidad de la que se dispone acerca del ancho experimental del canal resonante. Se realizó un conjunto de simulaciones numéricas con una distribución de energías relativas uniformes, centradas en el valor de la resonancia (2.186 MeV) y de diferentes anchos con el objetivo de comparar la respuesta frente al proce-

samiento de datos con la información experimental. En la Fig. 32 se presentan los resultados obtenidos junto con el espectro medido a 23 MeV de energía de bombardeo.

Se observa que para distribuciones de anchos menores a 200 keV, el análisis de datos no

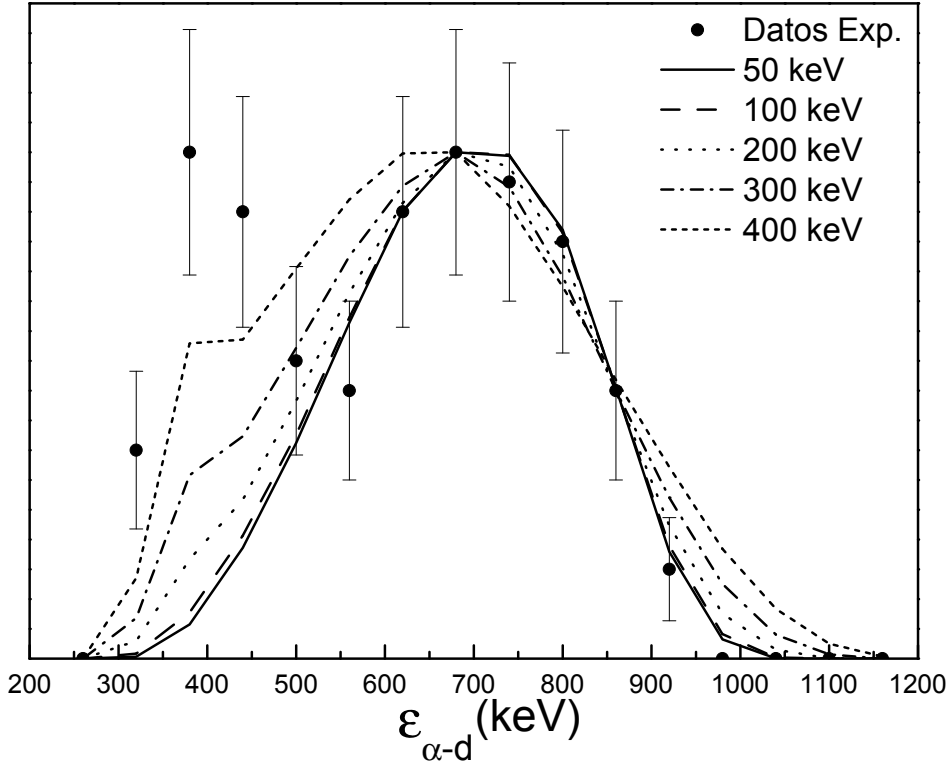


FIG. 32: Datos experimentales obtenidos a 23 MeV de energía de bombardeo comparados con distintas simulaciones de breakup secuencial con variación en el ancho de la resonancia. El procedimiento de análisis no permite distinguir entre las distintas situaciones para anchos menores a 200 keV.

permite discriminar entre los distintos casos frente a los resultados experimentales. Mas allá de este valor, el comportamiento de los resultados numéricos parece distinguirse cualitativamente del de los datos: para energías superiores al valor central, los resultados numéricos se alejan de los datos al mismo tiempo que para energías inferiores comienzan a presentar una especie de protuberancia, asociada al comienzo de la acumulación de eventos del umbral inferior de cálculo. Puede estimarse entonces una sensibilidad en el ancho de la resonancia de  $\pm 100$  keV (el valor encontrado como referencia es de 24 keV [72]).

Para energías de bombardeo de 26 MeV y superiores, la discriminación de los eventos de breakup directo presenta una dificultad adicional debido a la superposición con los resultados del caso resonante. Esto se verifica en la Fig. 29 para los rangos más pequeños de  $\varepsilon_{\alpha-d}$  (líneas

de puntos y de guiones), que coinciden con cierto sector de los datos correspondientes al caso resonante (línea llena).

Un método de análisis complementario se encuentra a través de otra de las variables asintóticas, el ángulo polar intrínseco  $\theta_{\alpha-d}$ . En la Fig. 33 se muestra un espectro característico de dicha magnitud para una medición a 30 MeV de energía de bombardeo (con los filtros primarios aplicados), conjuntamente con los resultados obtenidos para tres simulaciones numéricas con distribuciones uniformes de  $\varepsilon_{\alpha-d}$ . La disposición de los eventos asociados a la simulación del

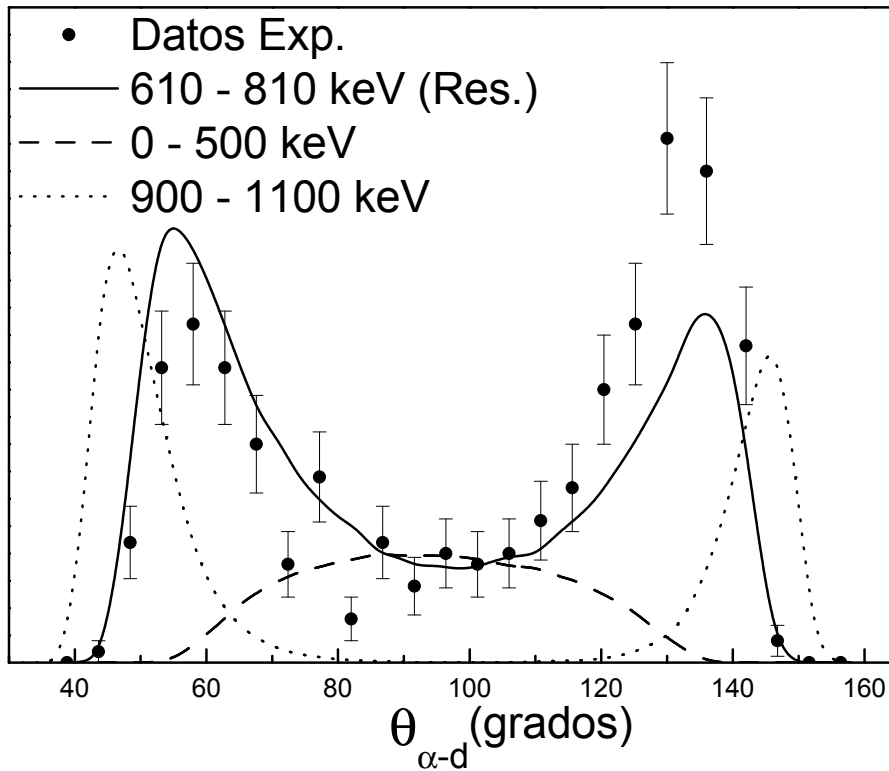


FIG. 33: Espectro experimental del ángulo polar intrínseco y resultados obtenidos para diferentes simulaciones numéricas. La respuesta del caso secuencial (línea llena) presenta un comportamiento similar al de los datos a diferencia de una distribución del mismo ancho centrada a energías superiores (línea punteada). Los eventos de breakup directo calculados se disponen en el espectro como una distribución centrada a  $90^\circ$ . Las normalizaciones son arbitrarias.

proceso resonante (distribución uniforme en línea llena, centrada en 712 keV de energía relativa con ancho de  $\pm 100$  keV) presenta dos picos que coinciden con los datos experimentales. Por otra parte, el resultado que se obtiene al considerar una distribución del mismo ancho pero a mayor energía central (línea de puntos, centrada en  $\varepsilon_{\alpha-d} = 1$  MeV), predice dos picos a

ángulos diferentes de los medidos. De la comparación surge nueva evidencia acerca de la procedencia de los datos en un mecanismo secuencial, además de mostrar la utilidad de este tipo de espectros como herramienta de caracterización indirecta del mecanismo de reacción. La

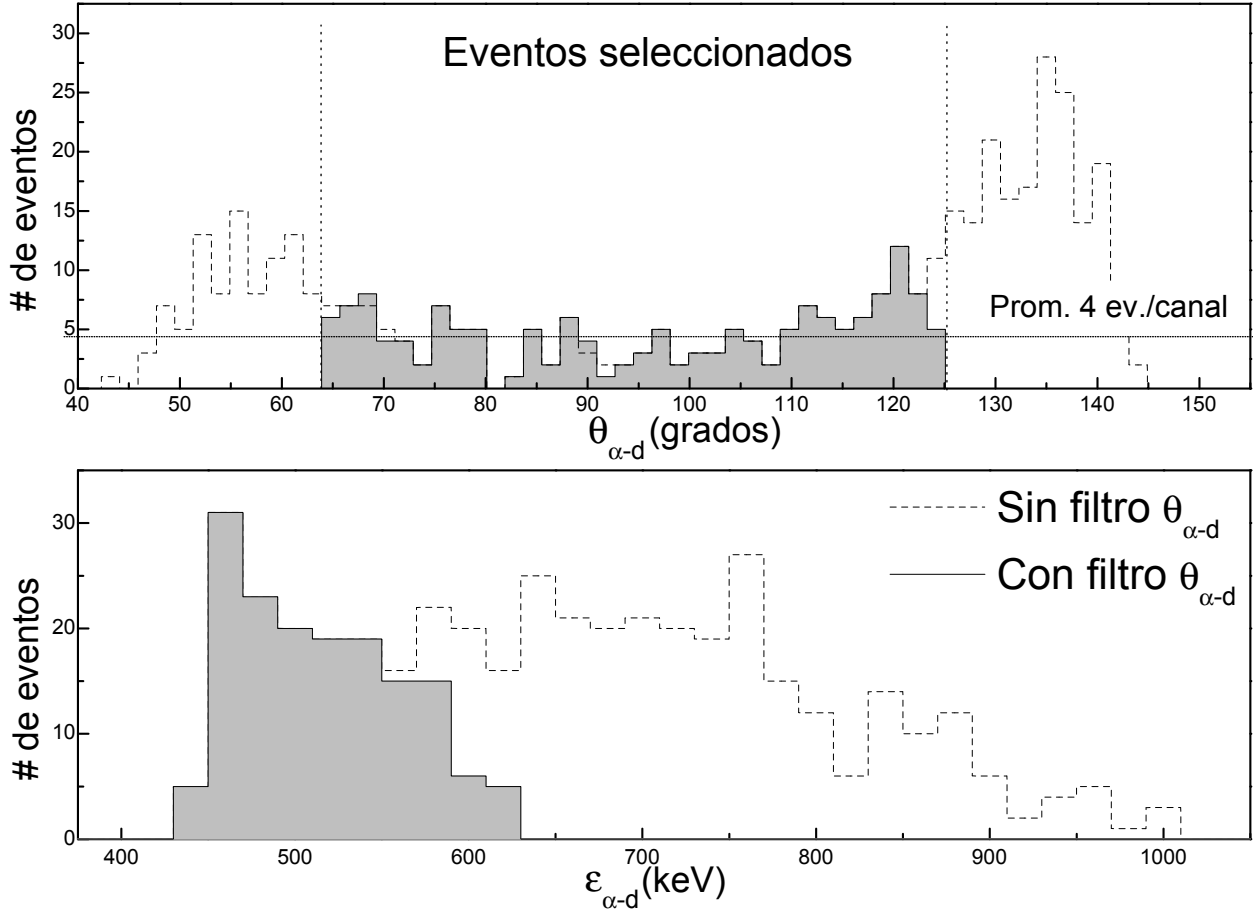


FIG. 34: Procedimiento propuesto para tener en cuenta la presencia de eventos de breakup directo a energías de bombardeo de 26 MeV y superiores. Panel superior: Se estudió el número de eventos promedio por canal en la zona del espectro predicha por simulaciones numéricas y se restó un valor de fondo promedio correspondiente a cierta fracción de esta cantidad. Panel inferior: En todos los casos se constató que los datos seleccionados estuviesen asociados a los valores inferiores en el espectro de energía relativa.

tercer distribución considerada representa la respuesta del sistema ante eventos provenientes de procesos directos de bajas energías relativas (curva a guiones, distribución uniforme de 0 a 500 keV), que se disponen en la zona central del espectro de  $\theta_{\alpha-d}$ . Como método de discriminación se propuso entonces considerar aquellos datos experimentales observados en el rango de ángulos relativos predicho por simulaciones (aproximadamente entre  $60^\circ$  y  $130^\circ$  en

este ejemplo) y, mediante la aplicación de un filtro específico, determinar un fondo de eventos directos correspondiente a cierta fracción del valor promedio medido.

En la Fig. 34 se ejemplifica este procedimiento. Se muestran en línea punteada los espectros de  $\varepsilon_{\alpha-d}$  (panel inferior) y de  $\theta_{\alpha-d}$  (panel superior) a una energía de irradiación de 30 MeV. Al aplicar un filtro adicional en la variable de ángulo polar intrínseco - esquematizado por líneas verticales - los eventos resultantes (en línea llena y fondo gris) se distribuyen uniformemente en  $\theta_{\alpha-d}$  y están asociados a los valores inferiores de  $\varepsilon_{\alpha-d}$ . Cierta fracción de esta distribución promedio de fondo de breakup directo fue restada de los espectros al considerar el número total de eventos durante el cálculo de secciones eficaces que se detalla en la siguiente sección. Vale la pena mencionar que actualmente se encuentran en planificación una serie de experimentos específicamente orientados a la detección del canal de breakup directo para el futuro cercano.

Las distintas correlaciones entre las variables asintóticas también pueden utilizarse como

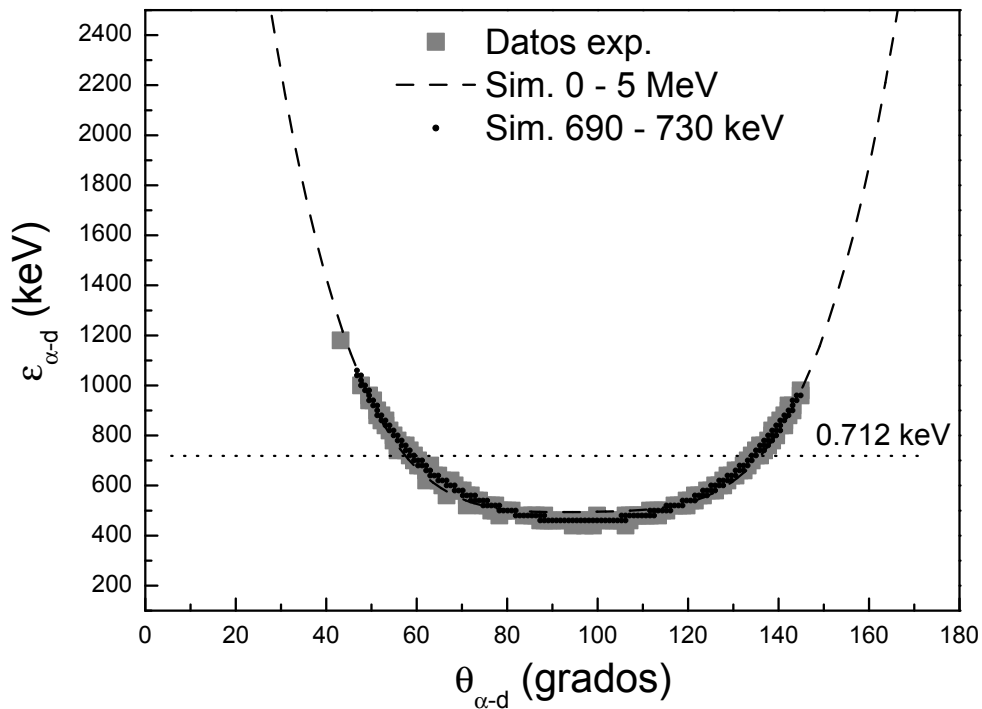


FIG. 35: Espectro bidimensional de energía relativa en función de  $\theta_{\alpha-d}$ . La correlación entre los eventos se ajusta bien al caso general del quiebre del núcleo de litio 6 (línea a guiones) y mas en particular al caso específico del quiebre resonante (puntos en negro). La línea de puntos indica el valor preciso de la resonancia. Esta imagen permite mostrar el uso de espectros bidimensionales de variables asintóticas como herramienta adicional de análisis.

elementos de análisis de los resultados experimentales. En la Fig. 35 se presenta un espectro bidimensional de energía relativa en función de  $\theta_{\alpha-d}$ , obtenido para una irradiación a 30 MeV, conjuntamente con los resultados de dos simulaciones efectuadas reproduciendo las condiciones experimentales: la línea a guiones representa la respuesta a una distribución uniforme amplia de energías relativas de entre 0 y 5 MeV para el proceso  ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}\rightarrow{}^2\text{H}+{}^4\text{He}+{}^{144}\text{Sm}$ ; los puntos en negro constituyen el resultado de incorporar una distribución uniforme, centrada en el valor de la resonancia con un ancho de 40 keV, bajo las mismas condiciones.

Los datos experimentales se disponen sobre la curva que a guiones, que representa la respuesta ante el proceso general de quiebre, pero además se superponen cuantitativamente con los resultados particulares de la simulación del caso resonante. La línea horizontal es simplemente una indicación del valor exacto de la energía de resonancia. Estos gráficos verifican la asignación del canal de reacción propuesta y permiten ilustrar como espectros bidimensionales de este tipo pueden ser usados para identificar las características específicas de la reacción.

#### IV.5.2. Distribuciones angulares - Secciones eficaces diferenciales

Para obtener secciones eficaces diferenciales, los datos debieron ser normalizados incorporando la eficiencia geométrica del sistema de detección, obtenida por medio de simulaciones numéricas como se describe en la Secc. IV.4.2. En la Fig. 36(a) se presenta un espectro experimental de  $\theta_{\alpha-d}$  para una energía de bombardeo de 30 MeV, con una determinada configuración de los telescopios ( $\theta_1 = 92^\circ$ ,  $\theta_2 = 108.5^\circ$ ,  $\phi_1 = \phi_2 = 0^\circ$ ), luego de los procedimientos primarios de reducción de datos.

En la distribución puede apreciarse la presencia de dos picos principales. Este comportamiento se debe a que para un dado valor de energía relativa, masas en cada uno de los telescopios y con una cierta configuración de los sistemas de detección, un simple análisis cinemático permite verificar que existen dos soluciones energéticamente válidas, como se esquematiza en la Fig. 37.

La energía relativa fija determina la longitud del vector que une las velocidades de los fragmentos. Dos únicas combinaciones satisfacen este requisito y alcanzan el centro de los detectores, con ángulos de emisión asintóticos del núcleo de litio próximos. Denominaremos solución de alta energía al caso en que el núcleo más “delantero” (más próximo a la dirección del haz de partículas) posee mayor energía cinética, y de baja energía al caso contrario. Para el análisis

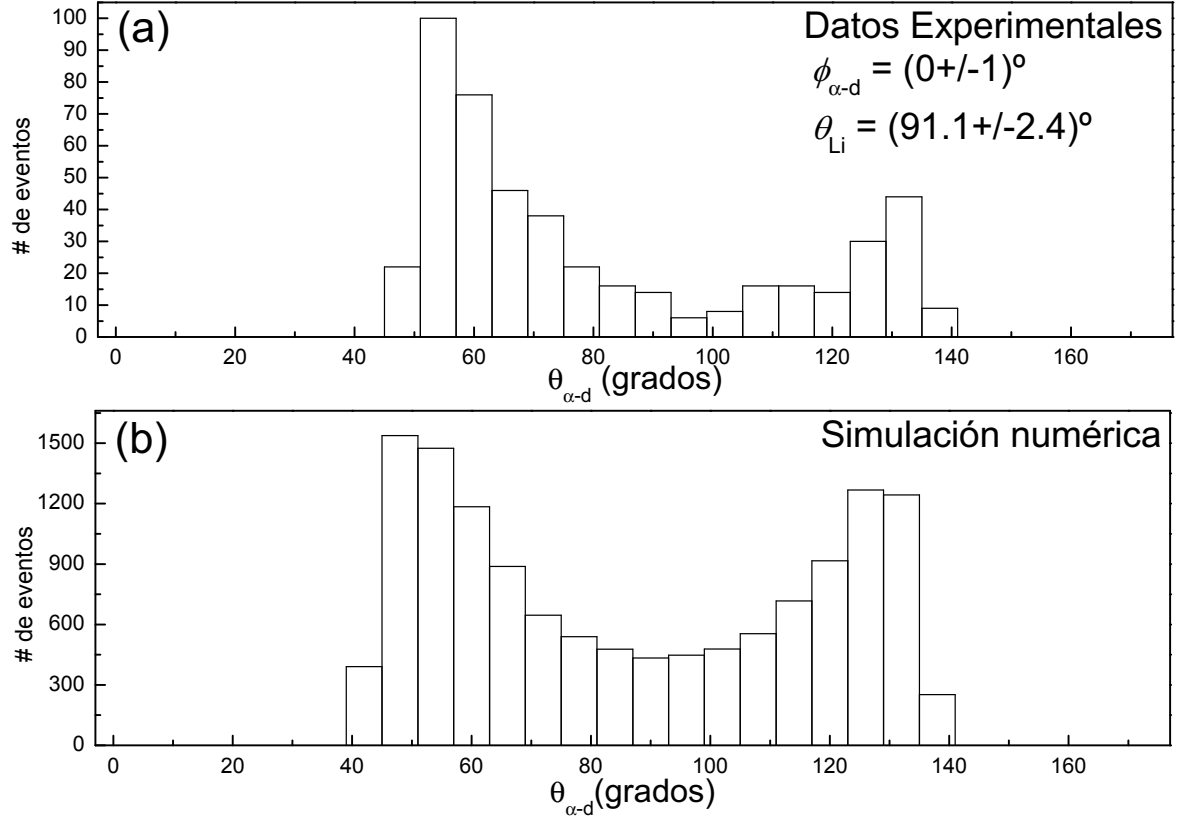


FIG. 36: Espectros característicos de  $\theta_{\alpha-d}$ . (a) Resultados experimentales para una determinada configuración del sistema de detección:  $\theta_1 = 92^\circ$ ,  $\theta_2 = 108.5^\circ$ ,  $\phi_1 = \phi_2 = 0^\circ$ . (b) La normalización y corrección por eficiencia de los datos se realizó a través de simulaciones numéricas para determinar la respuesta del sistema de detección. Los espectros fueron posteriormente contrastados, con particiones equivalentes en ambos espectros, mediante la aplicación de la expresión 52.

presente, estas dos situaciones se consideraron como un único valor de ángulo polar binario asociado. En la Fig. 38 se muestra un espectro de  $\theta_{Li}$  para el caso de deuterios incidiendo en el detector más trasero a  $108.5^\circ$ , donde pueden observarse los dos picos a valores angulares aproximados de  $103.7^\circ$  y  $105.2^\circ$ , que determinan el promedio reportado de  $104.5^\circ$ .

Para esta configuración se obtuvieron valores de  $\theta_{Li} = (99.1 \pm 2.4)^\circ$ , según las convenciones adoptadas, para la partícula  $\alpha$  incidiendo sobre el detector más delantero ( $92^\circ$ ) y  $\theta_{Li} = (104.5 \pm 1.6)^\circ$  en caso contrario. Al estar los telescopios en el plano de reacción determinado por la dirección del haz de partículas, los valores medidos de  $\phi_{\alpha-d}$  resultan de  $(0\pm 1)^\circ$  y  $(180\pm 1)^\circ$  respectivamente. En las últimas tres columnas de la tabla I del apéndice C se consignan los valores obtenidos para cada configuración.



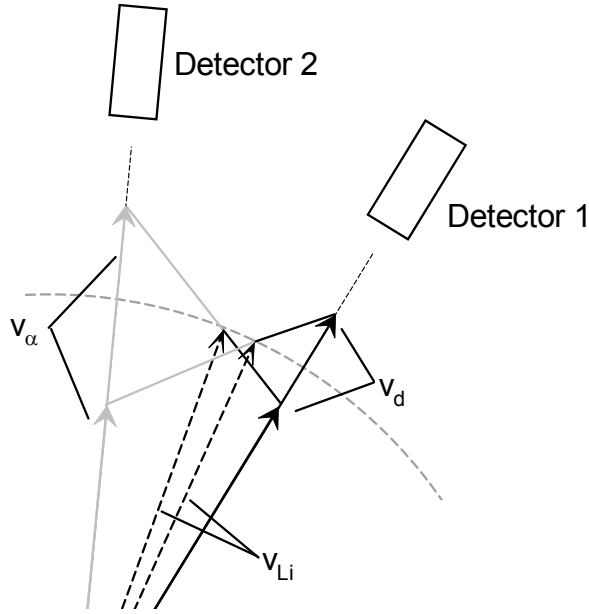


FIG. 37: Esquema simplificado del proceso cinemático. Fijada la energía relativa, la configuración de los sistemas de detección y las masas de las partículas incidentes en cada telescopio, existen dos soluciones cinemáticamente permitidas para la detección en coincidencia. Tomando como referencia a una de las partículas (en este caso la más proxima a la dirección del haz de proyectiles) se denomina a estas soluciones como de baja y alta energía según el modulo de su vector velocidad asintótica.

Para la corrección por eficiencia de estos espectros se realizaron simulaciones numéricas a través del código SUPERKIN, considerando distribuciones uniformes de entrada en los ángulos característicos. Estos cálculos permiten determinar la respuesta del sistema de detección mediante espectros como el que se presenta en la Fig. 36(b). Tomando particiones equivalentes y utilizando el resultado presentado en la Ec. 52 se calcularon las secciones eficaces absolutas doblemente diferenciales como función del ángulo polar intrínseco, como las que se muestran en la Fig. 39 para cada una de las energías de bombardeo. Se especifican los valores de ángulo azimutal intrínseco (dos por cada configuración de los detectores) y de ángulo polar binario.

Para los ejemplos se seleccionaron configuraciones en que los detectores se encontraban en el plano de reacción, por lo que los valores de  $\phi_{\alpha-d}$  medidos son cercanos a  $0^\circ$  y  $180^\circ$  en todos los casos. Las incertezas responden a distintos factores además del estadístico. Se han discutido las correcciones introducidas por coincidencias casuales, eventos sin información de pérdida de energía y eventos de quiebre no resonante, sobre los cuales se supuso una indeterminación proporcional al número contabilizado. Por otra parte, algunas de las configuraciones fueron

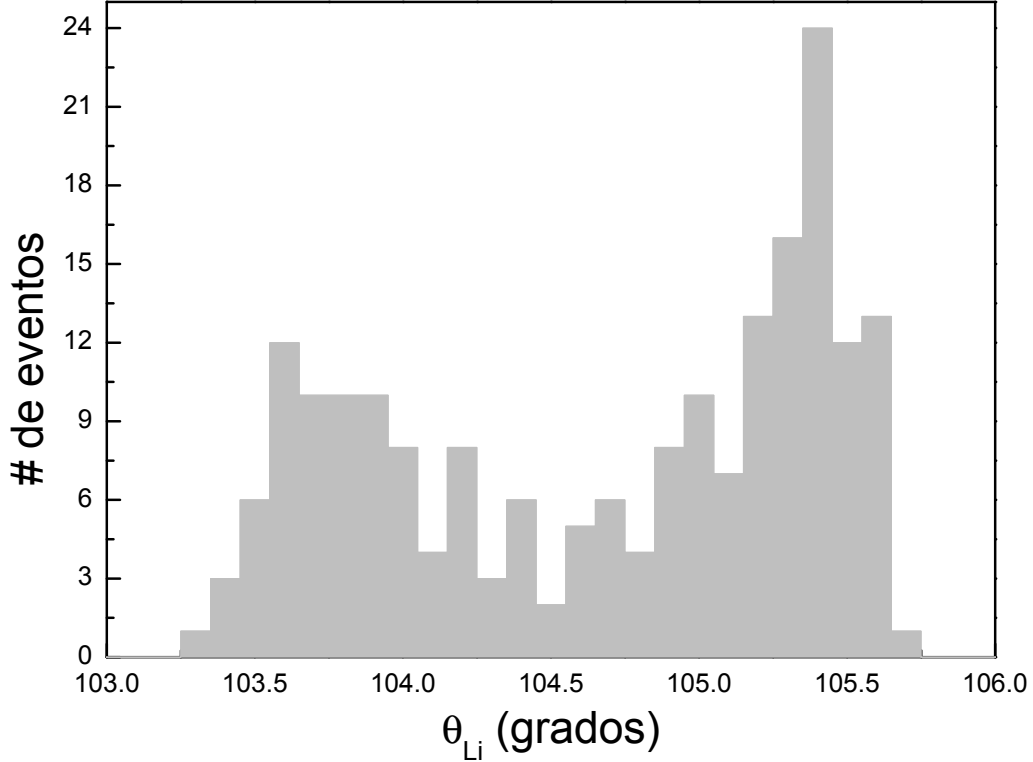


FIG. 38: Ejemplo de las dos soluciones próximas obtenidas para el ángulo polar binario. En el espectro se observan los valores aproximados obtenidos de  $103.5^\circ$  y  $105^\circ$  para este caso, que fueron considerados como un único valor de  $\theta_{Li}$  en el análisis posterior.

medidas sucesivamente en distintos experimentos, obteniéndose resultados diversos. En los casos en que se tuviese mas de un valor medido se promediaron los resultados y se agregó un factor en la incerteza determinado por la suma de las desviaciones cuadráticas respecto del valor medio a fin de incorporar las posibles desviaciones sistemáticas. La incerteza reportada se calculó como la suma cuadrática de todos estos factores. El valor asignado a  $\theta_{\alpha-d}$  corresponde al centro de cada una de las particiones definidas para la normalización y su incerteza está dada por el ancho de cada una de estas separaciones. La ausencia de información en ciertos rangos angulares (por debajo de  $40^\circ$  y encima de  $140^\circ$ ) se debe a que la eficiencia de detección en coincidencia es nula para las aperturas definidas entre los telescopios, según fue verificado a través de simulaciones numéricas.

De las imágenes se puede apreciar claramente como la tasa de producción disminuye con la energía de bombardeo, obteniéndose progresivamente espectros más dispersos. Por otro lado, la sección eficaz parece disminuir con la energía de bombardeo como se refleja en las escalas

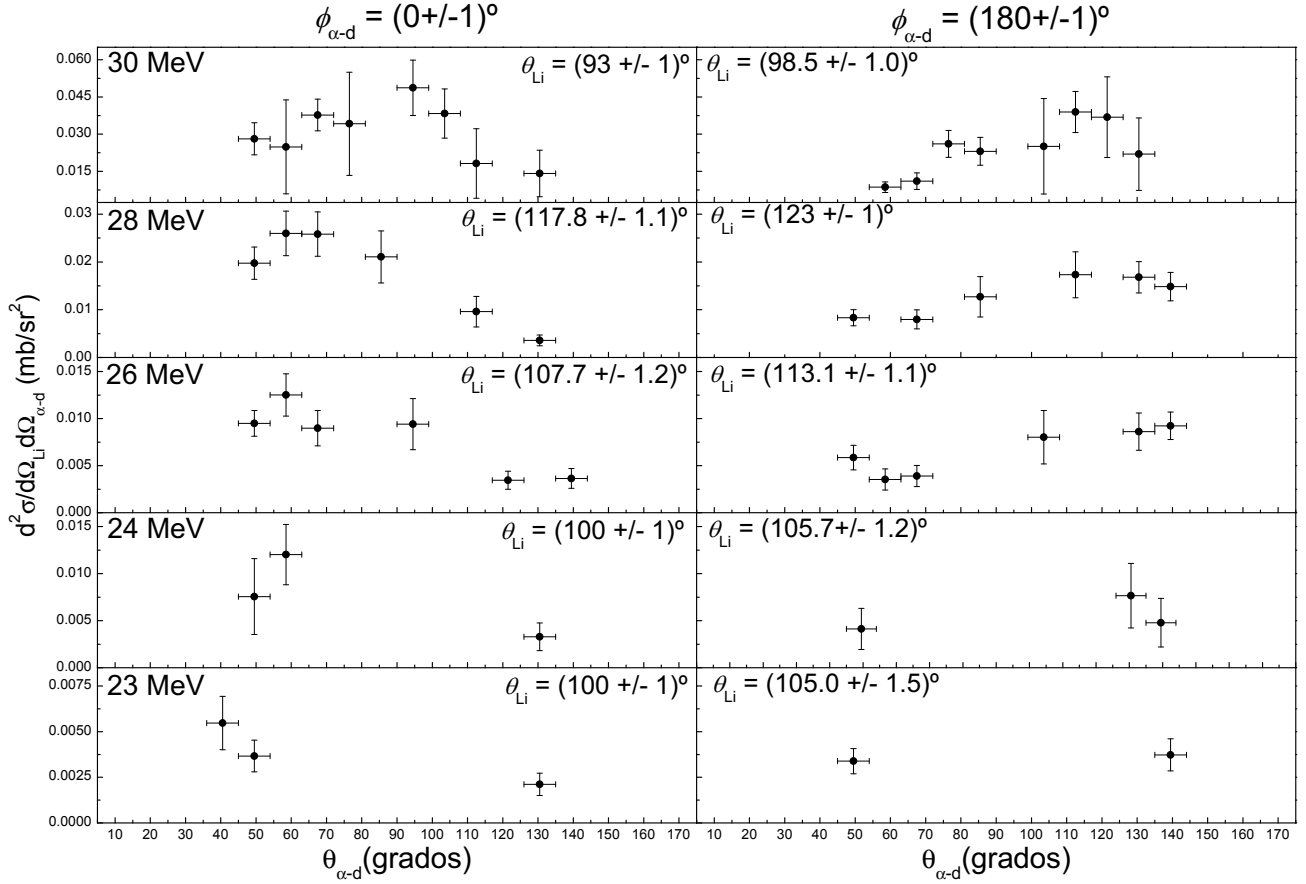


FIG. 39: Secciones eficaces doblemente diferenciales como función del ángulo polar intrínseco. Se presentan casos representativos para las distintas energías de bombardeo. Los resultados parecen indicar que la probabilidad de breakup disminuye con la energía de irradiación. Se observa además un comportamiento sistemático en las distribuciones que estaría indicando cierta anisotropía de emisión respecto de  $\theta_{\alpha-d}$ .

verticales correspondientes. Sin embargo, los resultados presentan un comportamiento común: mientras que para los casos correspondientes a  $\phi_{\alpha-d} = 0^\circ$  la emisión es más probable a ángulos  $\theta_{\alpha-d}$  más delanteros, lo opuesto ocurre para el caso de  $\phi_{\alpha-d} = 180^\circ$ . Considerando la interpretación de estas dos cantidades, esto implicaría que se ve incrementado el caso de menor energía (de las dos soluciones cinemáticamente permitidas). Este interesante comportamiento, reportado previamente en distintos trabajos [15, 44, 88, 92], ha sido atribuido a una fuerte polarización del núcleo de  ${}^6\text{Li}$  en el campo del blanco [91]. Otra explicación posible hace referencia a un efecto de reorientación debido al momento cuadrupolar estático del estado  $3^+$  [30]. En cualquier caso, estas observaciones corroboran nuevamente la existencia de una anisotropía de emisión de los fragmentos de breakup respecto de su ángulo polar de emisión intrínseco, mag-

nitud habitualmente supuesta como isotrópica en los cálculos de secciones eficaces integradas.

#### IV.5.3. Secciones eficaces integradas

Para el cálculo de secciones eficaces absolutas se realizó una integración numérica de las distribuciones angulares presentadas en la sección precedente. En cada caso se partitionaron los intervalos de  $\theta_{\alpha-d}$  en los valores intermedios entre dos puntos sucesivos medidos y se asignó cada valor medido al rango correspondiente. En los espectros con pocos puntos se supuso un comportamiento suave de la sección eficaz entre dos puntos sucesivos. Para las zonas sin información experimental se realizaron distintas suposiciones en un intento de estimar las variaciones que podrían ser introducidas en diferentes situaciones.

El comportamiento de la sección eficaz como función del ángulo azimutal interno resulta de

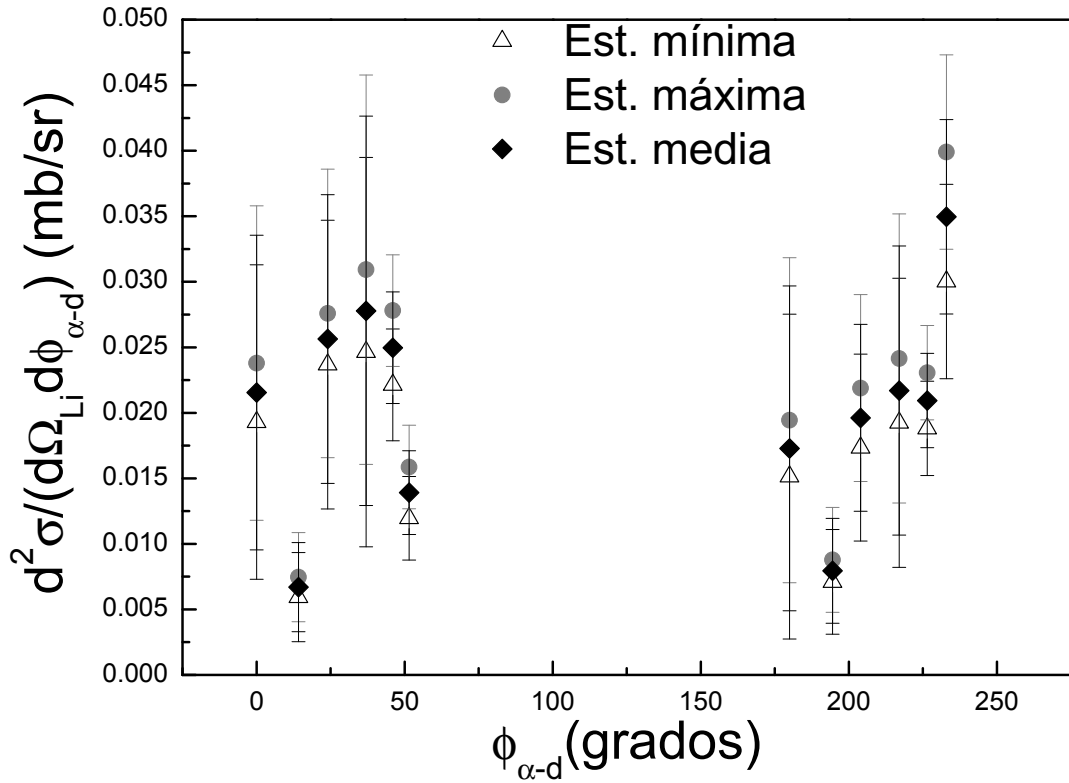


FIG. 40: Sección eficaz diferencial como función de  $\phi_{\alpha-d}$ . Se propusieron distintas alternativas para el comportamiento de la misma en las zonas de eficiencia de detección nula, hallándose que resultan de baja incidencia sobre el resultado final. No se halló evidencia experimental concreta de algún tipo de anisotropía de emisión respecto de esta magnitud.

gran interés dado que acerca de esta magnitud se suele presuponer isotropía de emisión al

momento de calcular secciones eficaces integradas aun sin contar con evidencia experimental directa que justifique esta hipótesis. Para su estudio se utilizaron las mediciones realizadas con uno de los detectores colocado fuera del plano de reacción (últimos 5 renglones de la tabla I en el apéndice C). En la Fig. 40 se presentan los resultados obtenidos luego de calculadas las integrales correspondientes sobre  $\theta_{\alpha-d}$ . Los distintos conjuntos de puntos corresponden a diversas suposiciones hecha acerca del comportamiento de la sección eficaz en las zonas no medidas ( $[0^\circ - 40^\circ]$  y  $[140^\circ - 180^\circ]$ ). La primera consiste en considerar que la misma es nula mas allá de estos rangos (mínimo valor de la sección eficaz, en triángulos blancos). La segunda corresponde a suponer que la sección eficaz es constante en estos intervalos y de igual magnitud al punto más cercano al limite de detección (máximo valor, en círculos grises). Por último, para los datos que corresponden al caso intermedio (rombos negros), la sección eficaz disminuye linealmente a cero desde el valor más cercano al límite de detección. Los resultados muestran que la introducción de estas distintas hipótesis no afecta significativamente al resultado obtenido (el caso más destacado presenta una diferencia entre las estimaciones máxima y mínima de 30%). Se decidió entonces usar como estimador de la sección eficaz al valor del caso intermedio y se consideró en el cálculo de su incerteza un factor adicional proporcional a la diferencia entre estos resultados.

El rango de valores medidos abarca únicamente ciertos sectores del total disponible para  $\phi_{\alpha-d}$ . No se registraron mediciones en los intervalos ( $90^\circ - 180^\circ$ ) y ( $270^\circ - 360^\circ$ ) debido a las configuraciones elegidas para los detectores en el tiempo experimental disponible. Se puede apreciar que en los resultados obtenidos no parece observarse evidencia de algún tipo de anisotropía de emisión respecto del ángulo azimutal por lo que los cálculos posteriores se realizaron considerando isotropía de emisión en  $\phi_{\alpha-d}$ . Queda abierta la posibilidad de efectuar mediciones complementarias a fin de verificar la certeza de esta suposición.

Se calcularon a continuación las secciones eficaces integradas en  $\Omega_{\alpha-d}$ , cuyos resultados se presentan en la Fig. 41 para las diferentes energías de bombardeo. Para mejor visualización se encuentran separadas las energías más altas (Fig. 41(a) para 30 y 28 MeV) de las más bajas medidas (Fig. 41(b), 26, 24 y 23 MeV).

Se observa una disminución leve pero sistemática de la sección eficaz con la energía de bombardeo al atravesar la energía de la barrera coulombiana a 27 MeV. Además, para todas las energías de irradiación la sección eficaz integral decrece prácticamente en forma monótona con

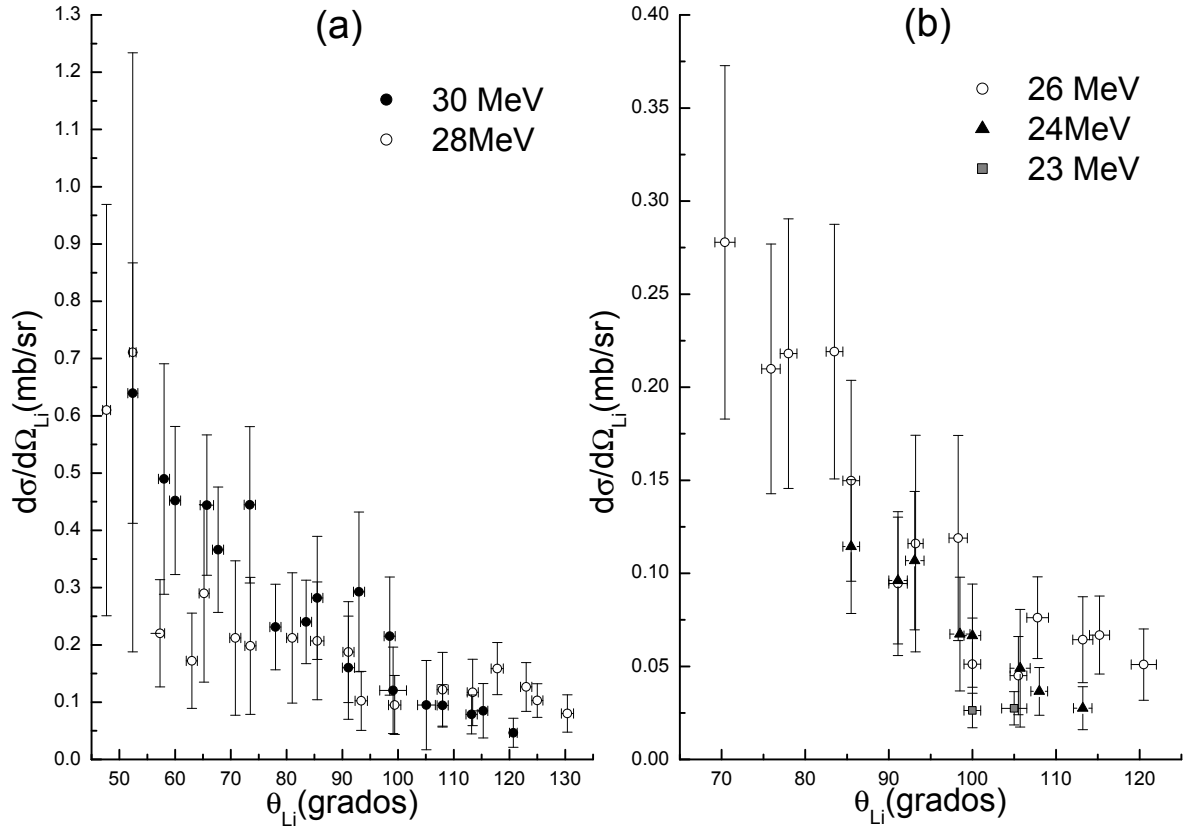


FIG. 41: Secciones eficaces diferenciales como función del ángulo polar binario. (a) Resultados correspondientes a las mayores energías de bombardeo, 30 y 28 MeV y (b) para las energías menores, 26, 24 y 23 MeV. El comportamiento parece ser consistente para las distintas energías, decreciendo monótonamente con  $\theta_{Li}$ . Los resultados son similares punto por punto, con una ligera disminución de la sección eficaz a menores energías.

$\theta_{Li}$  en el rango angular medido ( $45^\circ - 130^\circ$ ). Únicamente los datos a 28 MeV parecen insinuar un principio de caída por debajo de  $50^\circ$ . Se realizaron intentos de obtener mediciones en este rango encontrándose dificultades experimentales adicionales debidas a que para ángulos más delanteros aparecen interferencias por las interacciones entre el proyectil y elementos contaminantes del blanco como ser carbono u oxígeno. Estos elementos presentan una alta sección eficaz de dispersión elástica a ángulos delanteros que aumentan considerablemente el fondo de coincidencias casuales en experimentos exclusivos. Para los ángulos más traseros la dificultad radica en el largo tiempo requerido para obtener estadísticas satisfactorias.

Como última etapa de análisis de datos se integraron estos espectros para obtener las secciones eficaces totales de breakup resonante a través del estado  $3^+$  a 2.186 MeV del núcleo de litio

6. Para las energías de bombardeo más bajas, medidas en rangos menores de  $\theta_{Li}$ , se supuso adicionalmente que el comportamiento de la sección eficaz fuese análogo al de los casos de mayor energía, esto es, un decrecimiento monótono suave con el ángulo polar. Bajo estas hipótesis se obtuvieron los resultados que se presentan en la Fig. 42.

La sección eficaz total resulta creciente con la energía de irradiación, como ya sugerían las

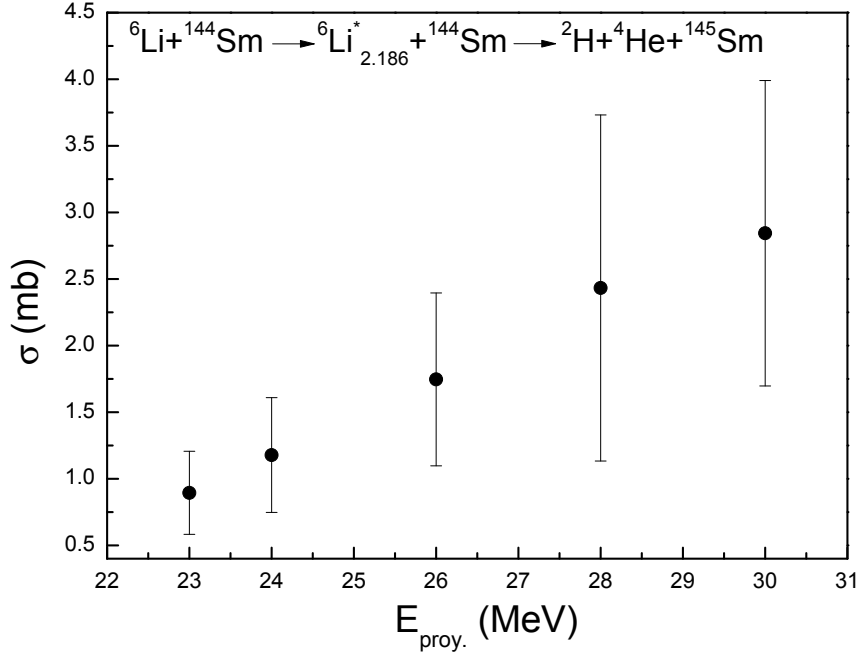


FIG. 42: Sección eficaz total como función de la energía de bombardeo. El comportamiento es creciente con la energía, no hallándose evidencia experimental de cambios al superar el valor de la barrera de repulsión coulombiana.

distribuciones angulares. No se observa evidencia de un comportamiento particular por debajo de la barrera de repulsión coulombiana. Los presentes experimentos arrojan entonces valores de secciones eficaces totales de algunos milibarns para el rango de energías estudiado. Como comparación de estos resultados, entre los pocos que pueden ser encontrados en las referencias se hallaron mediciones de secciones eficaces integradas para los sistemas  ${}^6\text{Li} + {}^{209}\text{Bi}$  y  ${}^7\text{Li} + {}^{65}\text{Cu}$  [88, 95]. Los valores reportados para el proceso de breakup presentan un factor 10 veces mayor -  $\sigma = (44 \pm 4)\text{mb}$  y  $\sigma = (20 \pm 2)\text{mb}$  respectivamente - para energías de bombardeo que son superiores respecto del valor de la barrera (entre 1.25 y 1.5 veces el valor de la barrera coulombiana respecto de 1.1 veces para estos datos). Por supuesto, este tipo de comparaciones dependen también de las suposiciones que se hagan sobre los rangos donde no se ha podido

obtener información experimental directa por lo que deben considerarse como elementos de referencia más que valores de comparación estrictos.

#### *IV.5.4. Comparación de los resultados experimentales con el modelo dinámico clásico*

El programa de simulación teórico PLATYPUS se encuentra actualmente en las primeras etapas de implementación como herramienta adicional de análisis de datos. En particular, los resultados que se presentan en esta sección están vinculados a resultados que pueden obtenerse en forma directa a partir de las múltiples opciones de salida disponibles. Actualmente se encuentran en estudio posibles modificaciones al código que permitan establecer comparaciones directas con los cálculos de variables asintóticas significativas que han sido propuestos. Por otra parte se está analizando la forma de integrar procesos de múltiples etapas como lo son las reacciones de transferencia seguida de breakup que han sido observadas en los experimentos aquí detallados.

La tabla III (apéndice D) presenta el archivo de entrada de datos del código de simulación PLATYPUS. La primera línea permite al usuario definir cuales archivos de salida serán grabados en cada ejecución (seleccionando la opción 1). La segunda especifica la ventana de momentos angulares orbitales  $l$  del proyectil (valores mínimo y máximo) en unidades de  $\hbar$  y el número de eventos por onda parcial. El tercer renglón permite seleccionar un determinado valor de  $l$  para el cual se genera un archivo con los cálculos dinámicos específicos a ese caso. La línea 4 contiene la información de la energía del proyectil en MeV. Las dos siguientes establecen los valores máximo y mínimo de energía de excitación (en MeV) y momento angular relativo entre los fragmentos de breakup ( $L_{12}$ , en unidades de  $\hbar$ ).

La línea 7 permite definir un muestreo no uniforme para la energía de excitación si se selecciona el primer parámetro como 1. En ese caso el segundo parámetro determina el exponente del decaimiento exponencial. La línea 8 establece el centroide y ancho de la distribución gaussiana que describe la probabilidad radial de la función de onda del estado fundamental del proyectil, usada para el muestreo de la separación inicial entre los fragmentos. La línea 9 contiene los parámetros de la función de breakup (Secc. II.3.1) y la siguiente establece el valor máximo de separación entre proyectil y blanco para el cómputo del radio de breakup. La línea 11 se utiliza en los casos en que interesa contar con detalles de las trayectorias para los procesos de fusión



incompleta.

A continuación se encuentra la información referida a los potenciales de interacción entre los distintos núcleos; los renglones 12-15 definen los números másico y atómico de blanco, proyectil, fragmento 1 y fragmento 2 respectivamente, mientras que las últimas seis líneas las constituyen los parámetros de los potenciales de tipo Woods-Saxon entre estos cuatro núcleos: profundidad, parámetro de radio, difusividad y radio de Coulomb para cada par de partículas.

Se realizó una ejecución con 10000 eventos por cada valor del momento angular orbital. El rango de valores de  $l$  elegido fue entre 0 y 40 a partir de referencias consultadas [61], que también permitieron establecer los parámetros referidos a la separación inicial entre los fragmentos, entre proyectil y blanco y el valor del momento angular relativo.

Para la energía de excitación se consideró un rango amplio, entre 0 y 3.5 MeV, que abarca el caso de breakup resonante observado. Los parámetros de la función de breakup fueron extrapolados a partir de la información obtenida en [26, 28, 61] para el sistema presente. Los potenciales de interacción fueron obtenidos a partir de los cálculos propuestos en el modelo de Akyüz y Winther [2], cuyo basamento es el modelo de proximidad entre dos superficies nucleares (la interacción entre las dos distribuciones de materia nuclear se determina convolucionando la interacción efectiva nucleón-nucleón con las asociadas distribuciones de partículas).

Con estas definiciones se realizaron las simulaciones para el sistema  ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  a las diferentes energías de bombardeo estudiadas. Uno de los archivos de salida que calcula el código consiste en la sección eficaz de breakup sin captura (NCBU) como función de la energía relativa entre los fragmentos. En la Fig. 43 se muestran espectros de estas características para algunos valores de  $l$  a una energía de bombardeo igual a 30 MeV.

Inicialmente la sección eficaz aumenta con el momento angular hasta cierto valor a partir del cual comienza a disminuir (las fluctuaciones presentes en las curvas son propias del proceso Monte Carlo implementado en el cálculo). El valor de  $l$  para el cual esto ocurre depende de la energía de incidencia y está posiblemente asociado al parámetro de impacto de colisión rasante. Para valores de momento angular menores, la probabilidad de fusión completa o incompleta se incrementa, resultando en menor sección eficaz de breakup sin captura. El aporte de las energías relativas más bajas resulta más significativo al aumentar el momento angular. Los resultados presentados en la Fig. 43 muestran también que las contribuciones aportadas por momentos angulares cercanos a  $l=35$  y superiores resultan despreciables comparativamente,

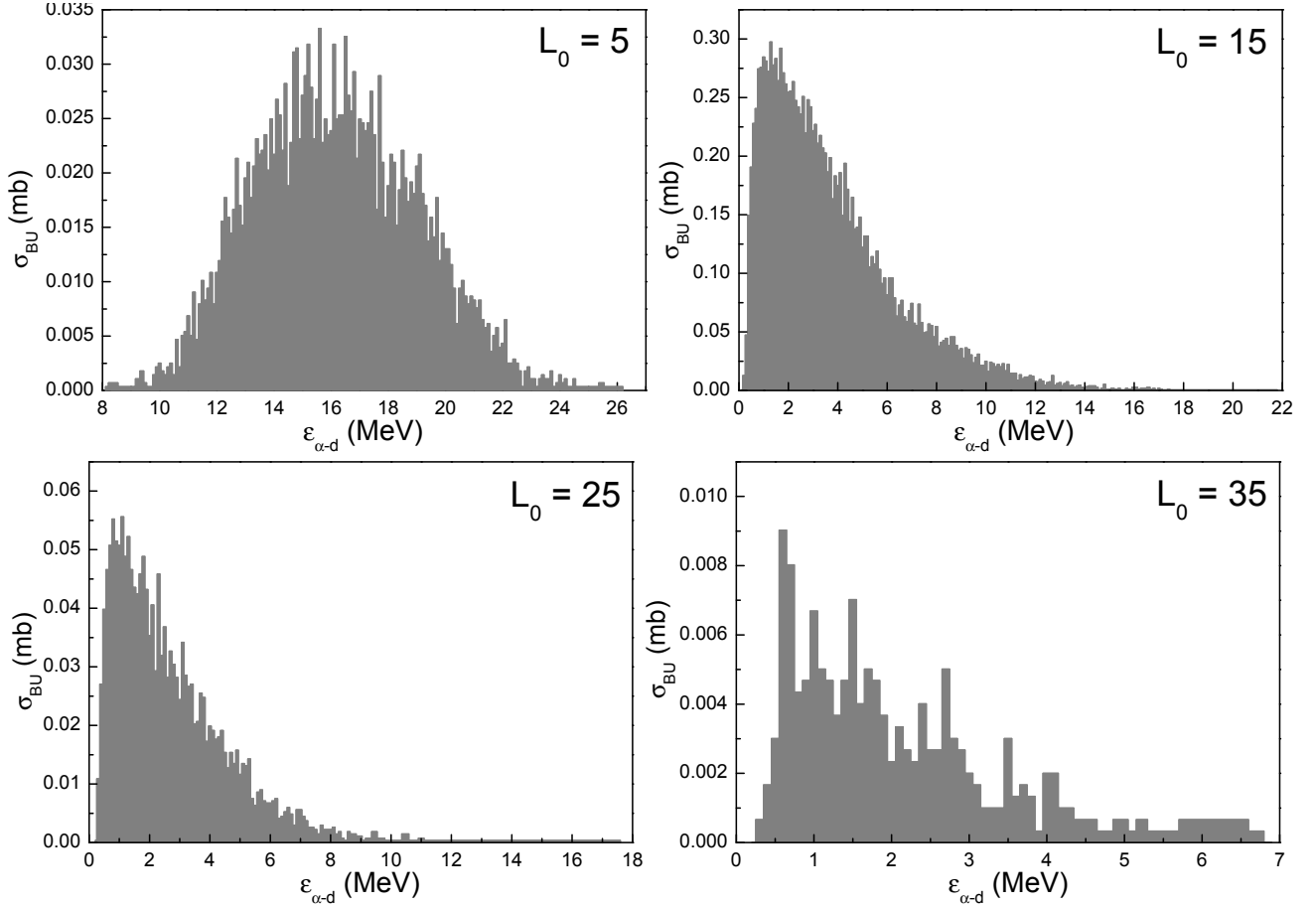


FIG. 43: Sección eficaz de breakup sin captura como función de la energía relativa entre los fragmentos para algunos de los momentos angulares incorporados en las simulaciones. La reproducción del quiebre resonante se simuló mediante la integración de estos espectros en el rango de energías relativas determinadas experimentalmente.

justificando la elección del rango implementado.

El método propuesto para comparar los resultados experimentales con los brindados por las simulaciones consistió en integrar estos espectros en el rango de energías relativas medidas para el caso resonante,  $\varepsilon \approx (0.7 \pm 0.1)$  MeV. En la Fig. 44 se esquematiza este procedimiento a través de la representación del valor promedio obtenido para cada  $l$  a energía de bombardeo igual a 24 MeV. En este caso el valor máximo se tiene para  $l = 8\hbar$ . La sección eficaz disminuye efectivamente para valores superiores del momento angular orbital.

Estos espectros fueron integrados para cada energía del proyectil y se obtuvieron las secciones eficaces totales teóricas para el canal de breakup resonante  ${}^6\text{Li}_{2.186}^* + {}^{144}\text{Sm} \rightarrow {}^2\text{H} + {}^4\text{He} + {}^{144}\text{Sm}$ , que se presentan en la Fig. 45, conjuntamente con las calculadas experimentalmente. Para la

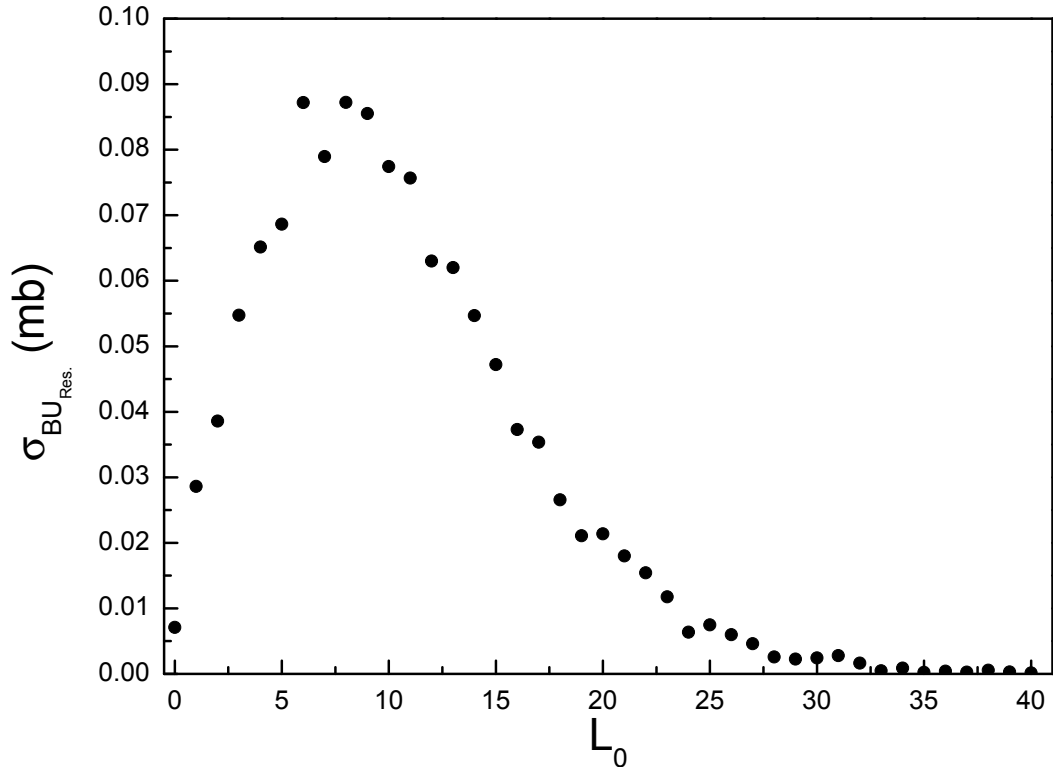


FIG. 44: Contribución a la sección eficaz total del proceso de breakup resonante en función de  $l$  para energía de bombardeo igual a 24 MeV. El decrecimiento marcado para valores superiores del momento angular justifica la elección del rango incorporado en las simulaciones.

estimación del valor teórico se calcularon los resultados que se obtendrían al elegir valores centrales distanciados 100 keV del de la resonancia (el rango de indeterminación experimental), se promediaron los resultados y se definió la incerteza en esta magnitud como el desvío estándar entre estos tres casos. De la imagen puede apreciarse un buen ajuste entre los resultados experimentales y teóricos para todas las energías de incidencia, reproduciendo las predicciones teóricas el comportamiento general de los datos, incluso superponiéndose dentro del rango de incerteza en prácticamente todos los casos.

Adicionalmente, se propuso utilizar estos cálculos para mejorar la estimación del rango de energías relativas medidas en los casos de breakup directo. Se diseñó el siguiente procedimiento: se calculó la sección eficaz total para un rango de energías relativas de 0 a 500 keV. Este resultado se comparó con el obtenido para la sección eficaz experimental mediante la contabilización de los eventos de breakup directo (en las energías en que esto fuese posible) y su normalización a través de una simulación del código SUPERKIN en el mismo rango. En la

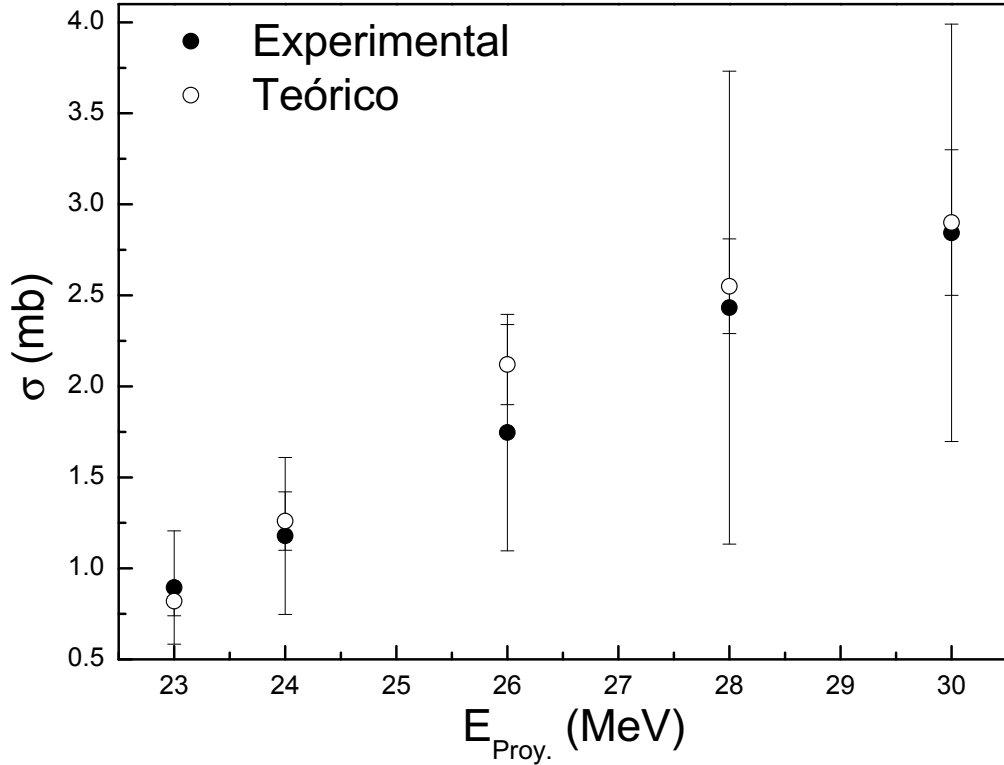


FIG. 45: Sección eficaz total experimental y teórica para el proceso secuencial como función de la energía de bombardeo. Se observa un buen ajuste entre los datos y lo aportado por el modelo clásico dinámico bajo las condiciones propuestas.

Fig. 46 se presentan los resultados obtenidos para las energías de bombardeo de 23 y 24 MeV, mediante los símbolos en color negro.

Los resultados obtenidos inicialmente resultaron muy diferentes, ante lo cual se propuso calcular los valores que se obtendrían al reducir el rango considerado de energías relativas. Los puntos en gris son el resultado de integrar la sección eficaz teórica hasta 400 keV y normalizar los datos experimentales con la información brindada por el código SUPERKIN para el mismo rango. Análogamente, los puntos en blanco provienen de suponer un límite superior de 300 keV.

Para el último caso se observa un buen ajuste entre los resultados teóricos y experimentales. Además, la sección eficaz del proceso no resonante resulta aproximadamente 3 veces menor que la calculada para el breakup resonante, proporción comparable con la que se encuentra en una de las referencias citadas donde se han estudiado ambos casos, hallándose una relación cercana a 5 [88]. En definitiva, estos procedimientos permitirían mejorar la estimación del

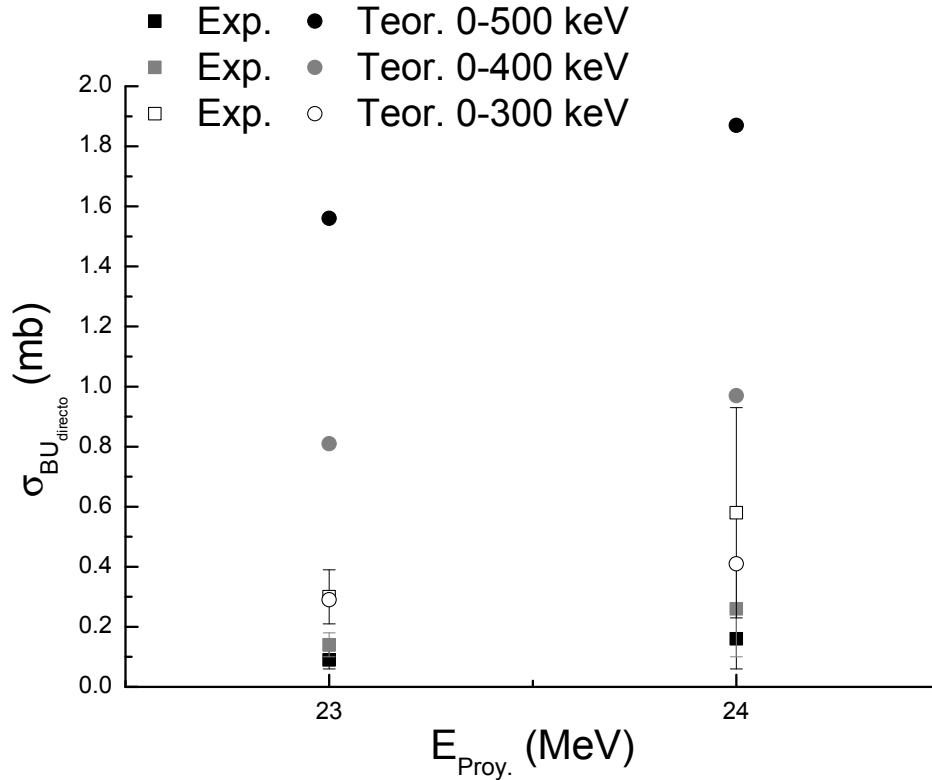


FIG. 46: Sección eficaz de breakup directo experimental y teórica propuesta para analizar las posibilidades del código PLATYPUS como herramienta adicional del proceso de análisis de datos. Se reportan los resultados obtenidos para las energías de bombardeo en que fue posible discernir claramente los eventos de estas características, 23 y 24 MeV.

rango de energías relativas del proceso no resonante hasta un umbral superior de 300 keV. Esta discusión permite mostrar como, bajo ciertas hipótesis, el código de simulación teórico podría ser utilizado como herramienta adicional en el proceso de análisis de datos. Como se mencionó, actualmente se encuentra en proceso la adaptación del programa de forma que permita obtener, entre otros resultados, espectros de magnitudes asintóticas directamente comparables a las calculadas experimentalmente.

#### IV.5.5. Canal $\alpha - p$

En los espectros bidimensionales de masas se observó en forma sistemática una gran presencia de protones, tanto en los casos inclusivos como en las mediciones en coincidencia (ver por ejemplo la Fig. 13 en la Secc. IV.1). Se verificó que en muchos casos estos núcleos se encontraban en coincidencia temporal adecuada, provenientes de coincidencias no casuales. A partir

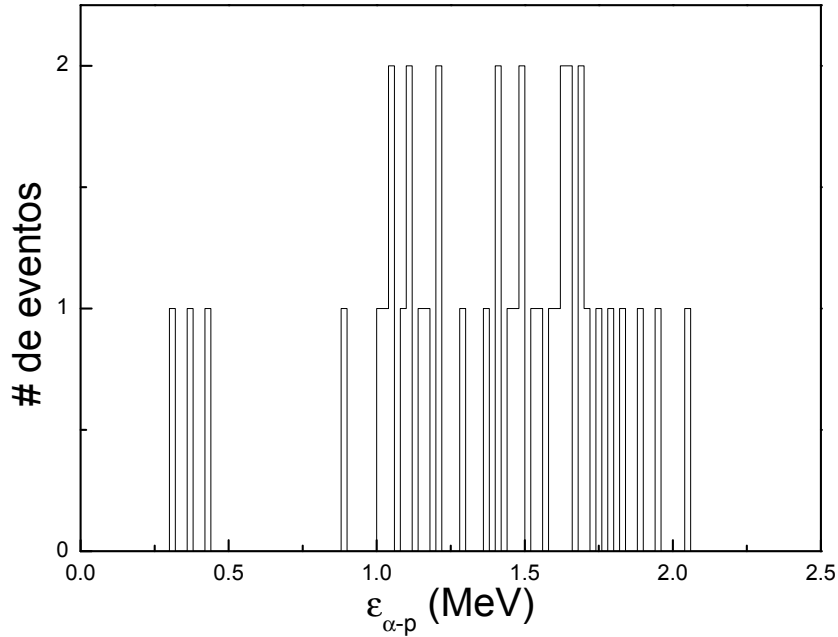


FIG. 47: Comportamiento observado para los eventos de transferencia de un neutrón seguida de breakup. Para las simulaciones numéricas se consideró un límite superior de energías relativas dado por el máximo valor medido. El número de eventos típicamente obtenido resulta insuficiente para el estudio de distribuciones angulares internas.

de lo reportado en varios trabajos de referencia [61, 88], se consideró que estos eventos podrían estar originados en el proceso de transferencia seguida de breakup del pseudo-proyectil de litio 5 (ver Ec. 28). Para estudiar este fenómeno se construyó el filtro de correlación energética acorde a lo predicho por simulaciones numéricas (ver Fig. 17) y se estudiaron los resultados obtenidos. De la información hallada en las referencias consultadas, se espera que este proceso ocurra fundamentalmente como reacción no resonante. En la Fig. 47 se muestra el espectro de energía relativa obtenido mediante los filtros primarios. Los datos se distribuyen a lo largo del rango de energías sin presentar algún tipo de estructura, hecho observado en todos los casos estudiados. Por otra parte se encontró que el número de eventos promedio para este canal de reacción resultaba insuficiente para realizar un estudio de las distribuciones angulares intrínsecas como el expuesto en secciones precedentes.

Se realizó una integración numérica directa para cada configuración experimental, considerando las correcciones por coincidencias casuales, ausencia de información de pérdida de energía y por fondo debido a coincidencias casuales. Para la normalización se consideró un proceso de quiebre con un rango amplio de  $\varepsilon_{\alpha-p}$  de 0 a 2 MeV, el máximo valor experimental

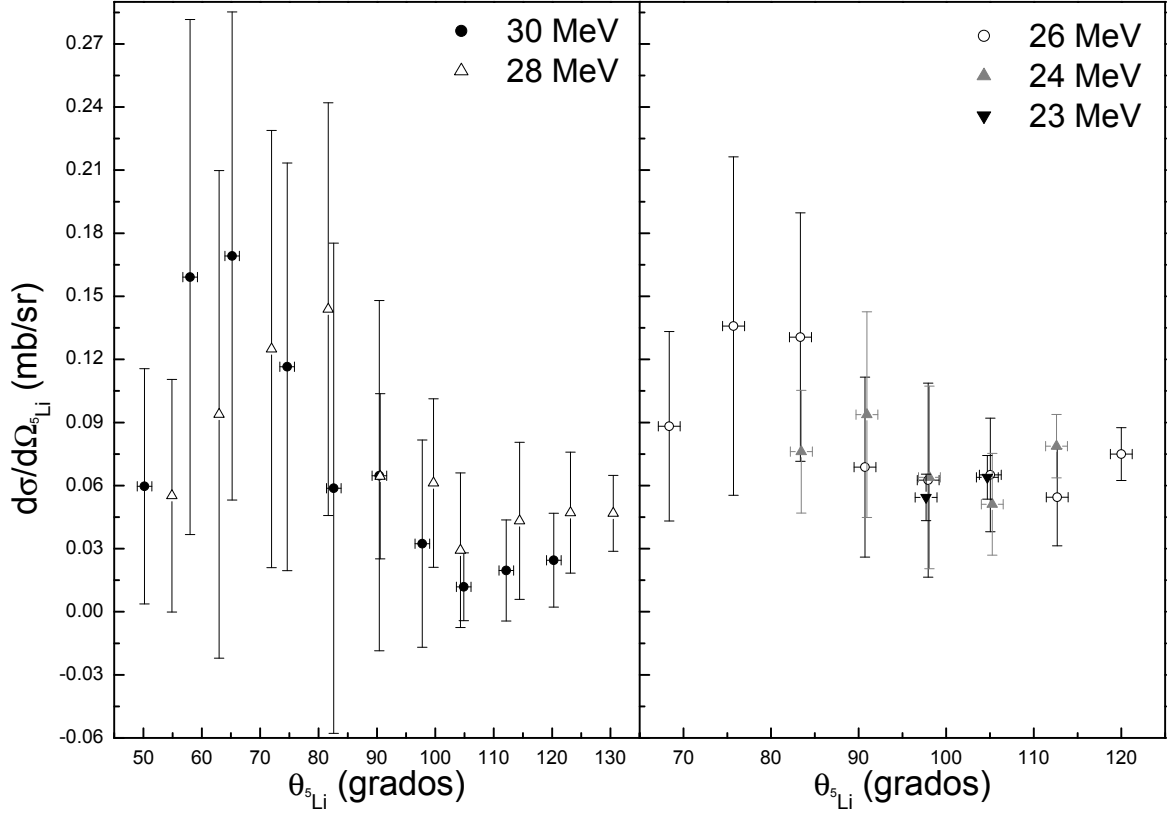


FIG. 48: Secciones eficaces diferenciales como función del ángulo de emisión asintótico del núcleo de litio 5 que experimentaría el quiebre. Los resultados no parecen variar con la energía de incidencia. Para mayor claridad los datos se presentan discriminados: en el panel derecho se muestran los resultados correspondientes a energías de bombardeo de 28 y 30 MeV y en el izquierdo los calculados para 26, 24 y 23 MeV.

observado. La suposición implícita al realizar este procedimiento consiste en considerar que la distribución de los datos es uniforme respecto de las variables angulares intrínsecas, hecho que debe ser contrastado en el futuro mediante la realización de experimentos específicamente diseñados. Se realizaron las simulaciones necesarias mediante el código SUPERKIN y se calcularon las secciones eficaces diferenciales que se presentan en la Fig. 48. Para mayor claridad, en el panel izquierdo se presentan los resultados obtenidos para las energías de bombardeo de 30 y 28 MeV y en el derecho los correspondientes a 26, 24 y 23 MeV. La alta incerteza experimental responde a los bajos contajes obtenidos. El comportamiento de la sección eficaz diferencial no se modifica apreciablemente con la variación de la energía de incidencia (la escala vertical es la misma en ambos paneles), hallándose valores similares para los rangos angulares donde puede establecerse una comparación directa. Por otro lado, las distribuciones no presentan un

comportamiento netamente decreciente con el ángulo como ocurría con el proceso secuencial, sino que parece insinuarse una disminución hacia ángulos delanteros y una crecida a ángulos traseros. En promedio los valores calculados para este canal de reacción resultan levemente menores que los obtenidos para el caso resonante por un factor de entre 2 y 5.

Mediante los mismos procedimientos desarrollados para el caso secuencial se calcularon las sec-

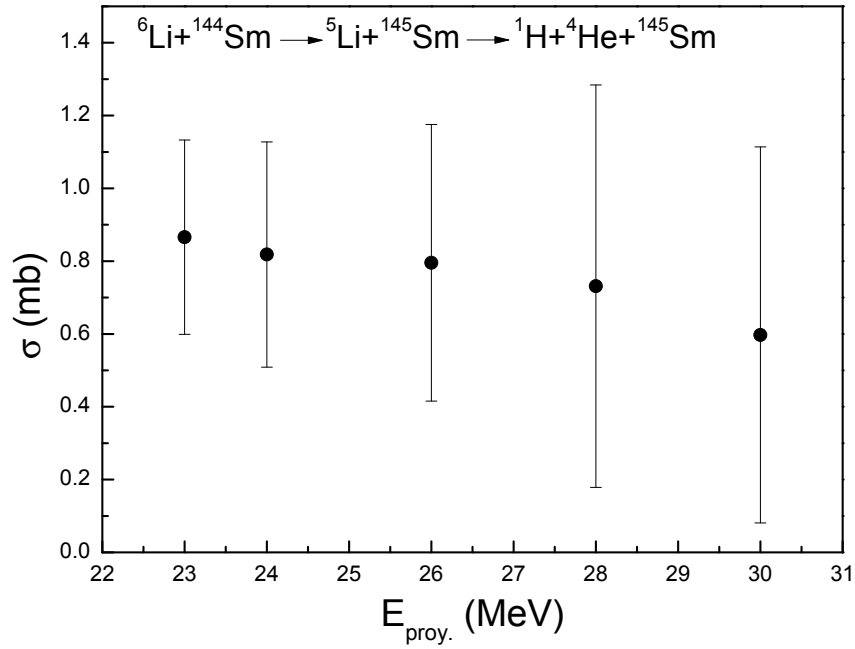


FIG. 49: Sección eficaz total como función de la energía de bombardeo para el canal  $\alpha-p$ . No se observa un cambio significativo al variar la energía dentro de las incertezas experimentales. Los valores calculados son del orden de los obtenidos para el caso resonante, consistentemente con lo reportado en referencias consultadas ([88]).

ciones eficaces totales como función de la energía de bombardeo que se presentan en la Fig. 49. Dentro de las incertezas experimentales, el valor calculado se mantiene aproximadamente constante, con una ligera disminución al aumentar la energía. Esto puede deberse exclusivamente a los procedimientos aplicados ya que, para las energías más bajas, el rango de  $\theta_{Li}$  medido fue de menor amplitud, aumentando el intervalo de extrapolación de la sección eficaz.

A grandes rasgos, los valores no difieren significativamente de los que se obtienen para el caso resonante en órdenes de magnitud. Resulta interesante que resultados similares han sido reportados en una de las citas consultadas ([88]), donde se hallan valores aproximados entre la sección eficaz total de breakup resonante y el proceso de transferencia seguida de breakup directo ( $\sigma = (44 \pm 4)\text{mb}$  y  $\sigma = (26 \pm 5)\text{mb}$  respectivamente).



#### IV.6. Sistema ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$

Como se mencionó en secciones anteriores, las primeras etapas del estudio presente fueron realizadas con proyectiles de litio 7 sobre el blanco de samario 144, a una energía de bombardeo de 30 MeV, ligeramente por encima del valor de la barrera coulombiana. En la tabla II del apéndice C.2 se describen las configuraciones seleccionadas para el sistema de detectores. El primer aspecto relevante observado sobre los resultados en coincidencia fue que el número de núcleos de tritio resultaba mucho menor que la cantidad de deuterios, como se esquematiza en la Fig. 50, donde se representa el número de eventos obtenidos en una irradiación en modo inclusivo comparado con el caso exclusivo. Para el eje horizontal se calculó una variable adicional,

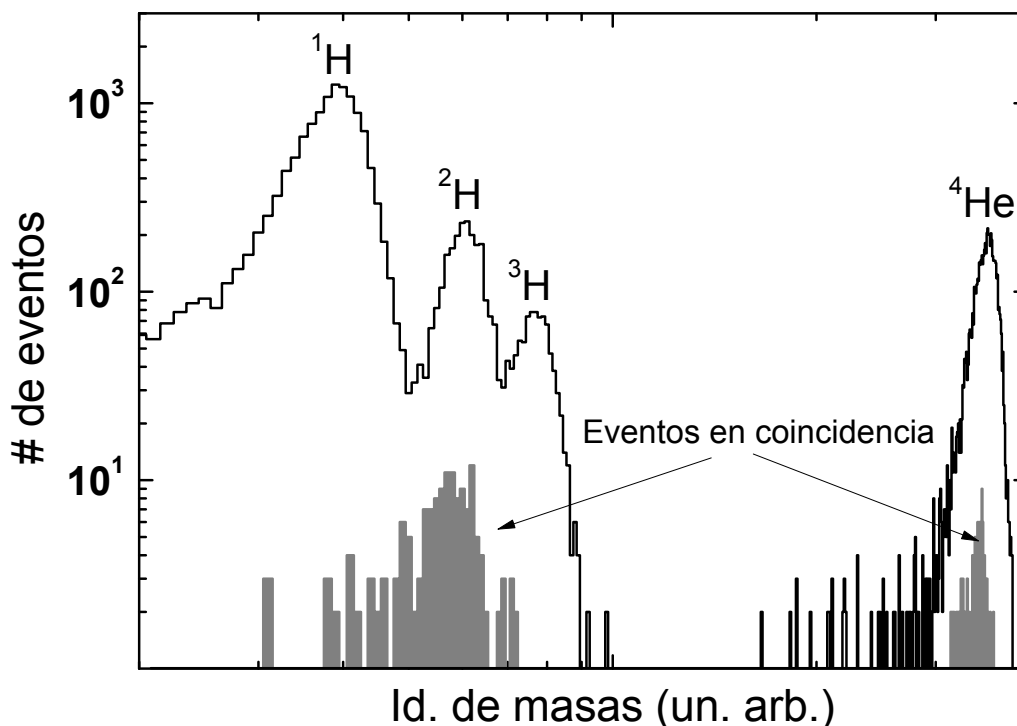


FIG. 50: Espectros de masas obtenidos en experimentos inclusivos y exclusivos (en sombreado) para el sistema de reacción  ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$ . El número de tritios prácticamente desaparece al requerir coincidencia temporal entre las partículas. En base a estos resultados se analizó el canal  $\alpha - d$  para este sistema.

proporcional a la masa de las partículas detectadas, que puede ser obtenida si se realiza una integración de la ecuación de Bethe (Ec. B1), considerando un medio de espesor  $\Delta x$  donde la

partícula deposita una energía  $\Delta E$ , finalizando con energía residual  $E_{Res.}$ :

$$\int_{E_0}^{E_{Res.}} E dE = - \int_0^{\Delta x} AZ^2, \quad (53)$$

siendo  $E_0$  la energía inicial de la partícula. Luego

$$E_{res}^2 - E_0^2 = -kZ^2A. \quad (54)$$

Si se define un parámetro proporcional a la diferencia de cuadrados entre la energía residual y la energía inicial se obtiene entonces una magnitud útil para la identificación en masa en espectros unidimensionales como el presentado.

En la imagen se destaca nuevamente el alto conteaje de protones y el número similar de deuterios y tritios para la medición inclusiva. Sin embargo, al aplicar el requisito de coincidencia temporal (eventos en gris), la mayoría de datos proviene únicamente de la coincidencia entre deuterios y partículas  $\alpha$ . Por este motivo, el análisis de este sistema de reacción se centró en estos casos, probablemente generados en el proceso de transferencia de un neutrón seguida de breakup del núcleo de litio 6 resultante. No se observó evidencia experimental del proceso de quiebre no resonante del proyectil de litio 7 posiblemente debido a bajas tasas de producción de este mecanismo. Esta también es la razón por la cual se decidió a partir de cierto punto del trabajo utilizar proyectiles de  ${}^6\text{Li}$ , con una aparente mejor tasa de producción.

Aplicando los filtros primarios de reducción de datos (correlación energética y temporal más selección de masas para deuterios y partículas  $\alpha$ ) se definió el conjunto de eventos provenientes de coincidencias reales. Para estos se estudió el comportamiento de las variables asintóticas empezando por el espectro de energía de excitación que se presenta en la Fig. 51. Se observa que la mayoría de los datos presentan un valor cercano a -1.95 MeV. Teniendo en cuenta el proceso de transferencia seguida de breakup, se puede calcular el valor  $Q_{gg}$  al estado fundamental de los núcleos en el canal de salida, obteniéndose un valor de aproximadamente -1.964 MeV, confirmando la suposición acerca del canal propuesto. Puede verse también que el espectro presenta un cierto número de eventos dispersos en los alrededores del pico principal. Posiblemente estos eventos provengan de coincidencias con tritios seleccionados en el polígono de masas de deuterios ya que el proceso de creación de estos filtros resulta particularmente delicado para las masas de menor número atómico. En consecuencia, se utilizó el espectro de

energía de excitación como un filtro adicional para este conjunto de mediciones, seleccionando específicamente los eventos asociados al valor de  $X$  mayoritario. Para avanzar en la identi-

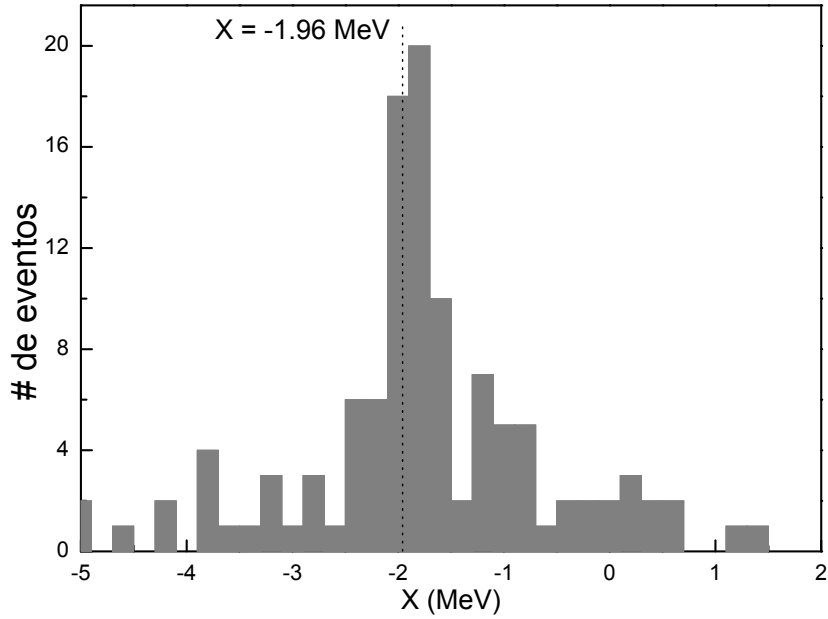


FIG. 51: Espectro de energía de excitación para los eventos de coincidencia  $\alpha - d$ . El valor más probable es aproximadamente igual a  $-1.96$  MeV, que coincide con el esperado para un caso de transferencia seguida de breakup con los fragmentos del canal de salida en el estado fundamental.

cación del canal de reacción, en la Fig. 52 se presentan los espectros típicos obtenidos para la energía relativa y el ángulo polar intrínseco, junto con los resultados de distintas simulaciones numéricas.

Las distribuciones calculadas fueron las siguientes: dos uniformes, una de bajas energías relativas (0 a 600 keV, en línea de puntos) y una más amplia, de 0 a 2.5 MeV; además se simularon dos distribuciones angostas centradas en los valores de las primeras dos energías resonantes del núcleo de litio 6 a 2.186 MeV (estado  $3^+$ , línea llena) y 3.56 MeV ( $0^+$ , en línea a guiones y puntos) con un ancho de 100 keV en cada caso. Las normalizaciones de estos espectros son arbitrarias a fin de establecer comparaciones cualitativas. Nuevamente la distribución que mejor reproduce el comportamiento de los datos corresponde al caso resonante del primer estado excitado del núcleo  ${}^6\text{Li}$ . Los casos uniformes presentan una gran acumulación a bajas energías relativas, debida a la respuesta del proceso de cálculo. En caso de existir eventos provenientes de alguna resonancia con mayor energía relativa, estos se distinguirían claramente en el espec-

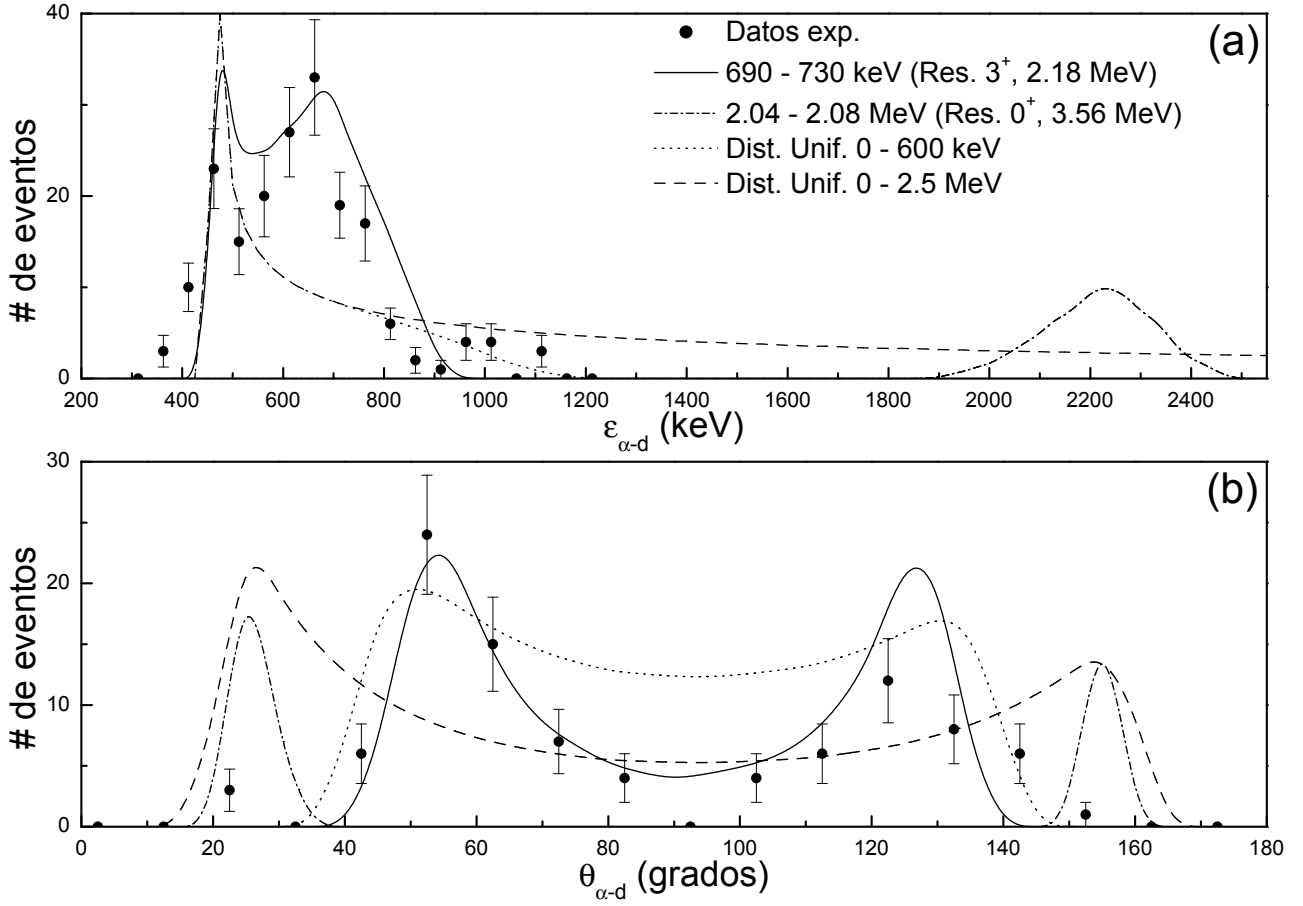


FIG. 52: Espectros de energía relativa y ángulo polar interno. Conjuntamente se presentan los resultados, con normalización arbitraria, de distintas simulaciones numéricas. Las distribuciones son uniformes de bajas (línea de puntos) y altas (línea a guiones) energías relativas y estrechas centradas en la primera (línea llena) y segunda resonancia (línea a guiones y puntos) del núcleo de litio 6.

tro correspondiente (como picos en ángulos más externos en  $\theta_{\alpha-d}$ ). Estos resultados evidencian nuevamente la ocurrencia del proceso de transferencia seguida de breakup resonante a través del primer estado excitado, en este caso, del pseudo-proyectil  ${}^6\text{Li}$ .

La diferencia que existe en el espectro angular de proporción entre los picos experimentales respecto de los simulados constituye nuevamente un reflejo de la mencionada asimetría de emisión que puede ser visualizada más claramente una vez calculadas las secciones eficaces doblemente diferenciales. Se aplicaron los procedimientos descritos en la Secc. IV.4.2 en los casos en que la estadística fuese suficiente - al ser los primeros experimentos, los ángulos sólidos de los telescopios no se hallaban optimizados por lo que el número de eventos resultó insuficiente en varias configuraciones - y se obtuvieron las distribuciones angulares, un ejemplo de las cuales

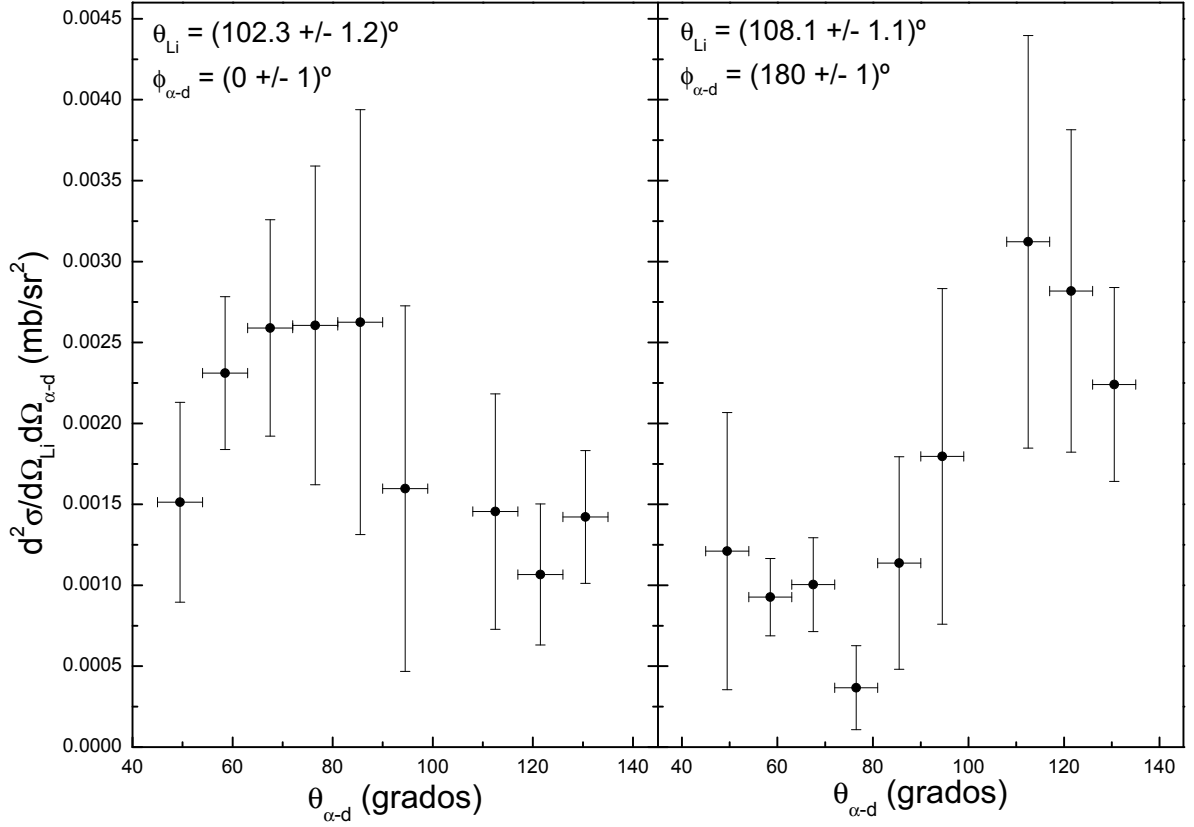


FIG. 53: Sección eficaz doblemente diferencial para el proceso  ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}\rightarrow{}^6\text{Li}^*+{}^{145}\text{Sm}\rightarrow{}^2\text{H}+{}^4\text{He}+{}^{145}\text{Sm}$ . En todos los casos los telescopios estuvieron colocados en el plano de reacción determinado por la dirección del haz, accediendo a ángulos azimutales de  $0^\circ$  y  $180^\circ$ . Las distribuciones presentan el comportamiento anisotrópico observado en el caso de proyectiles de litio 6, con una insinuación más concreta de caída de la sección eficaz luego del pico respectivo.

se presenta en la Fig. 53. Se observa la anisotropía anticipada en las distribuciones angulares, reflejando el comportamiento observado para el caso de proyectiles de litio 6. La sección eficaz crece en cada caso favoreciendo la solución de menor energía del núcleo emitido en dirección asintótica más cercana al haz de partículas. Por otro lado puede verse que los resultados presentan una insinuación más marcada de decrecimiento luego de alcanzado el “pico” principal respecto de lo observado para el otro sistema.

A continuación se llevaron a cabo las integraciones numéricas correspondientes (en las situaciones en que el número de eventos no fuese suficiente para calcular las distribuciones angulares se supuso emisión uniforme), considerando en todos los casos isotropía de emisión en  $\phi_{\alpha-d}$ . Los resultados obtenidos se presentan en la Fig. 54, donde se observa la presencia de un pico en

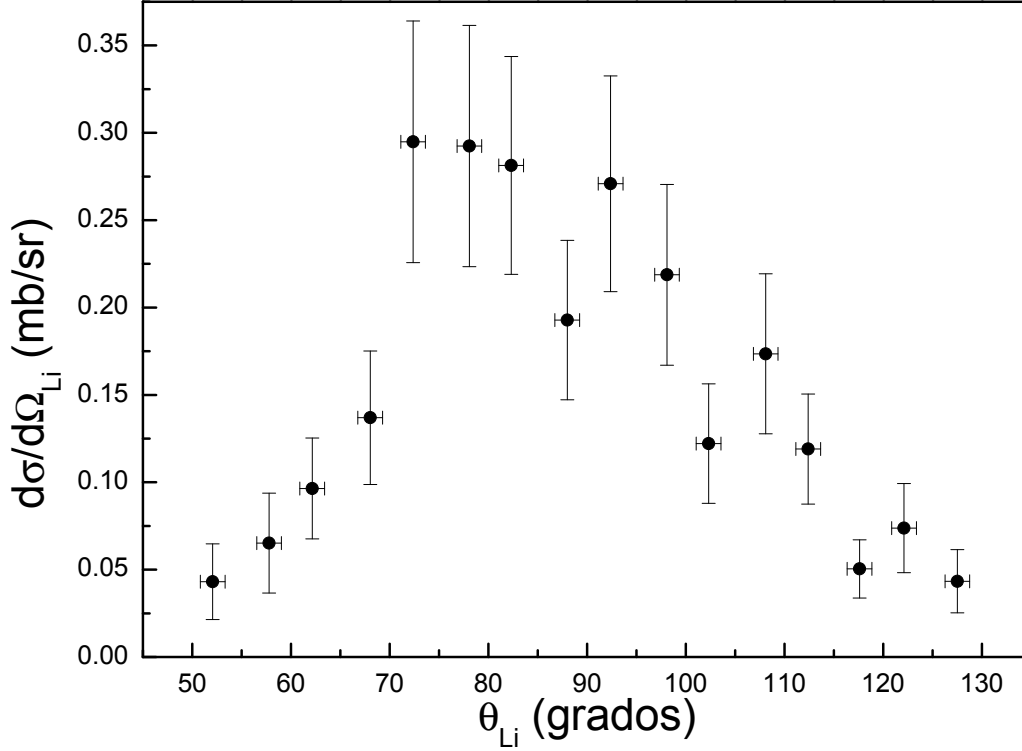


FIG. 54: Sección eficaz diferencial para el proceso  ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}\rightarrow{}^6\text{Li}+{}^{145}\text{Sm}\rightarrow{}^2\text{H}+{}^4\text{He}+{}^{145}\text{Sm}$  como función del ángulo asintótico polar de emisión del núcleo de litio 6. El espectro presenta un valor máximo a aproximadamente  $70^\circ$ . Los valores obtenidos resultan del mismo orden de los medidos para el caso de proyectiles de litio 6.

la distribución alrededor de los  $70^\circ$  con una caída abrupta para ángulos delanteros y una más suave hacia ángulos traseros. Los valores obtenidos resultan del mismo orden de magnitud que aquellos calculados para proyectiles de litio 6. Integrando numéricamente el espectro se obtiene un valor de  $\sigma_{Tot.} = (1.4 \pm 0.4)\text{mb}$ , aproximadamente la mitad del reportado para 30 MeV en el otro caso -  $\sigma_{Tot.} = (2.8 \pm 1.1)\text{mb}$ . Esta proporción entre ambos procesos coincide con la reportada en una de las referencias consultadas [95] donde se midieron los mismos canales de reacción sobre los sistemas  ${}^6,7\text{Li}+{}^{65}\text{Cu}$ , con resultados de  $\sigma_{Tot.} = (9 \pm 1)\text{mb}$  y  $\sigma_{Tot.} = (22 \pm 2)\text{mb}$  respectivamente. El comportamiento de la sección eficaz en ese caso también resulta cualitativamente similar, aunque con un decrecimiento más rápido hacia ángulos traseros. Ambos sistemas poseen un valor  $Q$  negativo para la reacción de transferencia de un neutrón ( $Q = -0.185$  MeV para  ${}^{65}\text{Cu}$  y  $-0.494$  MeV para  ${}^{144}\text{Sm}$ ).

Como ya fue aclarado en secciones precedentes, se está estudiando la adaptación del código

PLATYPUS para la simulación de procesos de transferencia seguida de breakup a fin de comparar los resultados obtenidos en la forma hecha para el canal secuencial. El aspecto general más importante a resaltar acerca de estos resultados en general es que constituyen el objetivo central planteado para el presente proyecto, quedando establecidos una serie de procedimientos de análisis y reducción de datos aptos para la realización de análisis completos de reacciones nucleares de breakup. Dentro del grupo de trabajo se encuentra en proyecto la adquisición de un sistema de detección de alta eficiencia consistente en detectores anulares segmentados a través del cual, en conjunto con los procedimientos y metodologías descritos, se espera poder sistematizar el estudio de este tipo de procesos y profundizar en aquellos aspectos que han quedado abiertos, como ser la ocurrencia de procesos no resonantes, la observación de otros canales posibles de menor probabilidad, etc.

## V. CONCLUSIONES

El presente trabajo describe el desarrollo de un conjunto de procedimientos, tanto a nivel de equipamiento como de herramientas de análisis de datos, apto para el estudio de reacciones nucleares de breakup a través de la realización de mediciones exclusivas, consistentes en la detección en coincidencia de los fragmentos producto de la reacción.

Se estudiaron dos sistemas conformados por los núcleos débilmente ligados  ${}^6\text{Li}$  y  ${}^7\text{Li}$  sobre blancos de  ${}^{144}\text{Sm}$ . El uso de este tipo de proyectiles estables pero con bajo umbral de energía de separación facilita la obtención de flujos de partículas más abundantes pero que comparten muchas de las características de núcleos inestables, objeto de gran interés actual dentro de la física nuclear.

Como parte de las herramientas de análisis necesarias se desarrolló un código de simulación para reacciones de quiebre, denominado SUPERKIN, apto para la determinación de la eficiencia geométrica de los sistemas de adquisición necesaria para la obtención de secciones eficaces absolutas. Con esta herramienta se propusieron procedimientos de reducción de datos y la construcción de un conjunto de variables significativas para la descripción de este tipo de fenómenos utilizado para la correcta identificación del canal de reacción en cada caso.

Para el sistema constituido por proyectiles de litio 6 se encontró fuerte evidencia sobre el proceso resonante  ${}^6\text{Li}^* + {}^{144}\text{Sm} \rightarrow {}^2\text{H} + {}^4\text{He} + {}^{144}\text{Sm}$ , ocurriendo a través del primer estado excitado a 2.186 MeV, del núcleo de  ${}^6\text{Li}$  que experimenta la fragmentación. Se estudió el comportamiento de la sección eficaz como función del ángulo azimutal interno, no hallándose evidencia experimental de algún comportamiento no isotrópico sobre esta magnitud. Las distribuciones angulares respecto del ángulo polar interno mostraron evidencia de cierta anisotropía de emisión, efecto reportado en trabajos de referencia previos ([88, 95]). Para este proceso se calcularon las secciones eficaces diferenciales y absolutas para cinco energías de bombardeo alrededor del valor de la barrera de repulsión coulombiana, obteniéndose valores del orden de algunos milibarns. Los resultados fueron comparados con los obtenidos a través del uso de un código de simulación denominado PLATYPUS, que incorpora un modelo clásico dinámico de reacciones de breakup,



hallándose una buena comparación entre ambos casos. En general, se observó que la sección eficaz de reacción disminuye con la energía de incidencia, no detectándose evidencia de un cambio de comportamiento al atravesar el valor de la barrera.

Para este mismo sistema fue observada la ocurrencia de procesos de quiebre directos que pudieron ser diferenciados para las menores energías de bombardeo debido a la distorsión en los espectros de energía relativa introducidos por el uso de detectores de estado sólido de amplia aceptación angular. Para los casos en que pudo establecerse un conteo conciso del número de eventos, se calcularon las secciones eficaces absolutas como función de la energía de incidencia y se compararon los resultados con los predichos por el modelo teórico. Las diferencias observadas permitieron sugerir el uso de este código de simulación como herramienta de análisis de datos apta para la estimación de umbrales superiores de energías relativas medidas. Por último, para este sistema de reacción se encontró evidencia de la ocurrencia de un proceso secuencial de dos etapas, la transferencia de un neutrón seguida por el quiebre del pseudo-proyectil de  ${}^5\text{Li}$  a través de un mecanismo no resonante para el cual se obtuvieron secciones eficaces diferenciales y absolutas. Actualmente se encuentra en estudio la adaptación del código de simulación teórico para la incorporación de canales de múltiples etapas y para el cálculo de las variables asintóticas significativas como elemento adicional de comparación de resultados.

Para el sistema conformado por proyectiles de litio 7, analizado únicamente a una energía de bombardeo de 30 MeV, no se observó una cantidad significativa de eventos de quiebre no resonante del proyectil en partículas  $\alpha$  y tritios en coincidencia temporal. La mayoría de los eventos resultaron asociados a la ocurrencia del proceso de transferencia seguida de breakup del núcleo de litio 6. Para estos casos se calcularon las secciones eficaces doblemente diferenciales que presentaron el mismo comportamiento anisotrópico detectado en el sistema anterior. Se calcularon secciones eficaces diferenciales como función del ángulo de emisión asintótico del núcleo de litio 6, y absoluta, para la cual se obtuvo un resultado de  $\sigma_{Tot.} = (1.4 \pm 0.4)\text{mb}$ , cuya relación con el valor obtenido para el otro sistema de reacción esta en buen acuerdo con resultados hallados en referencias consultadas ([95]) realizadas sobre otros sistemas de reacción.

El aspecto más importante a destacar consiste en el desarrollo efectivo de una serie de técnicas de detección y análisis de datos aptas para la determinación de secciones eficaces de reacción a través de mediciones exclusivas, objetivo central planteado al comienzo del presente trabajo de tesis doctoral. Actualmente se encuentra en curso la compra de un nuevo sistema de adquisición

consistente en un par de detectores anulares altamente segmentados de muy buena resolución angular y su electrónica asociada. Mediante el uso de estos dispositivos y la aplicación de las técnicas aquí desarrolladas se espera poder realizar mediciones de mucha mayor eficiencia que permitan, en tiempos mucho más cortos, obtener información experimental directa sobre procesos de breakup y estudiar varios de los fenómenos que han quedado abiertos como por ejemplo procesos de quiebre directos, secciones eficaces para el breakup resonante en núcleos de litio 7, etc.



## APENDICES

### A. Cálculos cinemáticos involucrados en la descripción asintótica del proceso de fragmentación

Siguiendo con la notación introducida en la Sección II.4 y en la Fig. 8, las velocidades asintóticas de las partículas (reales o virtuales) en cada etapa binaria serán denominadas  $V_{j(1)}$  y  $V_{j(2)}$ , donde el índice  $j$  recorre las diferentes etapas o planos. El índice (1) señala aquella partícula que experimentará el decaimiento posterior, mientras que la partícula (2) corresponde a aquella que no sufre ninguna reacción. Con esta definición, las direcciones de emisión de la Ec. 20 y las energías cinéticas relativas de Ec. 21 están definidas implícitamente según

$$\mathbf{V}_{j(1)} = V_{j(1)}\boldsymbol{\Omega}_j \text{ o } \mathbf{V}_{j(2)} = -V_{j(2)}\boldsymbol{\Omega}_j, \quad j = 1 - 2, 11 - 12, 111 - 112, \dots \quad (\text{A1})$$

$$T_j = 0.5 \sum_{i=1}^2 m_i \mathbf{V}_{j(i)} \mathbf{V}_{j(i)}, \quad i = 1, 2, \quad (\text{A2})$$

relativamente.

El ángulo polar en el sistema de referencia de centro de masa de la  $j$ -ésima etapa binaria ( $\theta_j$ ) se obtiene de:

$$V_{j(1)}V_{j-1(1)} \cos(\theta_j) = \mathbf{V}_{j(1)} \mathbf{V}_{j-1(1)} \quad (\text{A3})$$

El ángulo azimutal en centro de masa ( $\phi_j$ ) de la misma etapa binaria queda completamente definido por las siguientes ecuaciones:

$$V_{j(1)}(V_{j-1(1)})^2 V_{j-2(1)} \sin(\theta_{j-1}) \sin(\theta_j) \cos(\phi_j) = (\mathbf{V}_{j-2(1)} \times \mathbf{V}_{j-1(1)}) \cdot (\mathbf{V}_{j(1)} \times \mathbf{V}_{j-1(1)}) \quad (\text{A4})$$

$$V_{j(1)}(V_{j-1(1)})^3 V_{j-2(1)} \sin(\theta_{j-1}) \sin(\theta_j) \sin(\phi_j) = [(\mathbf{V}_{j-2(1)} \times \mathbf{V}_{j-1(1)}) \times (\mathbf{V}_{j(1)} \times \mathbf{V}_{j-1(1)})] \cdot \mathbf{V}_{j-1(1)}. \quad (\text{A5})$$

Para la aplicación correcta de las Ecs. A3, A4 y A5 debe tenerse en cuenta que si el índice  $j$  representa, por ejemplo, el plano 1-2, entonces la correspondiente velocidad de la etapa previa ( $j-1$ ) tiene que ser interpretada en este caso como la velocidad en el sistema de referencia de

laboratorio del centro de masa:

$$\mathbf{V}_{j-1(1)} \equiv \mathbf{V}_{CM} \text{ para } j = 1 - 2. \quad (\text{A6})$$

Las velocidades finales en laboratorio de las partículas emergentes son sencillamente obtenidas a partir de la suma de los componentes binarios correspondientes:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{K(1)} &= \mathbf{V}_{CM} + \sum_{j=1-2}^K \mathbf{V}_{j(1)} \\ \mathbf{u}_{L(2)} &= \mathbf{V}_{CM} + \sum_{j=1-2}^{L-1} \mathbf{V}_{j(1)} + \mathbf{V}_{L(2)}, \quad L = 1 - 2, \dots, K, \end{aligned} \quad (\text{A7})$$

donde  $K$  representa el último plano binario y  $L$  indica cualquier plano (entre 1-2 y  $K$ ).

## B. Interacción de partículas cargadas con la materia

La radiación que incide sobre la materia se constituye de partículas con o sin carga. A su vez, las partículas cargadas pueden subdividirse en partículas pesadas o livianas. Se considera como "pesadas" aquellas partículas cuyas masas sean iguales o mayores a la del protón.

Dentro de los posibles procesos de interacción con la materia, se encuentra el de dispersión, que puede ser elástica o inelástica (según exista o no pérdida de energía cinética total). Las partículas cargadas pesadas interactúan con la materia principalmente por medio de la fuerza coulombiana que se produce entre su carga y la de los electrones del material absorbente. Una vez que incide en el medio, la partícula cargada interactúa en forma simultánea con varios electrones. Estos, en cada interacción, adquieren un impulso debido a la fuerza coulombiana atractiva. Dependiendo de la proximidad entre la partícula y el electrón en la interacción, su impulso puede ser suficiente como para llevar al electrón a un nivel superior de energía (excitación) o para removerlo completamente del átomo (ionización). La energía que es transferida al electrón se obtiene a expensas de la energía de la partícula, la cual decrece como resultado de esta interacción.

La máxima energía que puede ser transferida por una partícula cargada de masa  $M$  y energía cinética  $E$  a un electrón de masa  $m_0$  en una colisión simple es  $\frac{4Em_0}{M}$ . Debido a que ésta es sólo una pequeña fracción de la energía total, para perder toda su energía la partícula debe realizar muchas de estas interacciones durante su recorrido a través del medio absorbente. En todo instante la partícula está interactuando con varios electrones por lo que la reducción de la velocidad se produce en forma continua. Por otro lado, debido a la gran diferencia de masas entre la partícula y los electrones, esta no es desviada apreciablemente en cada interacción individual. Un modelo clásico para analizar el proceso descrito fue propuesto por Bohr y refinado posteriormente por Bethe. Dicho modelo permite obtener la fórmula de Bethe-Bloch para la pérdida de energía por unidad de camino recorrido

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_e Z^2 e^4}{m_0 v^2} B \quad (\text{B1})$$

donde  $B$ , llamado número atómico de frenado, viene dado por

$$B = \ln\left(\frac{2m_0 v^2}{\langle I \rangle}\right) - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \quad (\text{B2})$$

En estas expresiones,  $Z$  es el número de protones de la partícula cargada,  $v$  su velocidad,  $N_e$  la densidad de electrones del medio absorbente e  $\langle I \rangle$  el potencial medio de ionización. Los dos últimos términos en la expresión de  $B$  corresponden a correcciones relativistas.

La Ec. B1 predice inicialmente una pérdida de energía por unidad de longitud pequeña y aproximadamente constante. Por este motivo, una partícula cargada que incide sobre un medio de poco espesor lo atraviesa disminuyendo poco su energía y sin ser prácticamente desviada. Para mayores espesores, a medida que disminuye la energía cinética de la partícula, la transferencia es cada vez mayor hasta llegar a un punto en el cual toda la energía acarreada por la partícula es depositada y la partícula finalmente se detiene. Esto se debe a que la pérdida de energía por unidad de longitud es inversamente proporcional a la energía de la partícula incidente.

## C. Configuraciones del sistema de detección

### 1. Sistema ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$

E (MeV)	$\theta_1(^{\circ})$	$\phi_1(^{\circ})$	$\theta_2(^{\circ})$	$\phi_2(^{\circ})$	$\theta_{1,i} (^{\circ})$	$\phi_{\alpha-d} (^{\circ})$
23	92	0	108.5	0	100 $\pm$ 1	0
					105.0 $\pm$ 1.5	180
24	77.5	0	94	0	85.5 $\pm$ 1.0	0
					91.1 $\pm$ 1.1	180
	85	0	101.5	0	93.1 $\pm$ 1.1	0
					98.5 $\pm$ 1.2	180
	92	0	108.5	0	100 $\pm$ 1	0
					105.7 $\pm$ 1.2	180
100	0	116.5	0	108 $\pm$ 1	0	
				113.2 $\pm$ 1.1	180	
26	62.5	0	79	0	70.4 $\pm$ 1.2	0
					75.9 $\pm$ 1.1	180
	70	0	86.5	0	78 $\pm$ 1	0
					83.5 $\pm$ 1.0	180
	77.5	0	94	0	85.5 $\pm$ 1.0	0
					91.1 $\pm$ 1.1	180
	85	0	101.5	0	93.2 $\pm$ 0.9	0
					98.3 $\pm$ 1.1	180
	92	0	108.5	0	100 $\pm$ 1	0
					105.5 $\pm$ 1.0	180
100	0	116.5	0	107.8 $\pm$ 1.3	0	
				113.2 $\pm$ 1.2	180	
107.5	0	124	0	115.2 $\pm$ 1.2	0	
				120.5 $\pm$ 1.5	180	
28	40	0	56.5	0	47.7 $\pm$ 0.7	0
					52.4 $\pm$ 0.6	180
	50	0	66.5	0	57.3 $\pm$ 0.8	0
					63 $\pm$ 1	180
	57.5	0	74	0	65.2 $\pm$ 0.9	0
					70.8 $\pm$ 1.0	180
	67.5	0	84	0	73.5 $\pm$ 1.0	0
					81 $\pm$ 1	180
	77.5	0	94	0	85.5 $\pm$ 1.2	0
					91.1 $\pm$ 1.0	180
	85	0	103	0	93.4 $\pm$ 1.1	0
					99.4 $\pm$ 1.1	180
	100	0	116.5	0	108 $\pm$ 1	0
113.4 $\pm$ 1.0					180	
110	0	126.5	0	117.8 $\pm$ 1.1	0	
				123 $\pm$ 1	180	
117.5	0	134	0	125 $\pm$ 1	0	
				130.4 $\pm$ 1.1	180	
30	45	0	61.5	0	52.4 $\pm$ 0.9	0
					58 $\pm$ 1	180
	52.5	0	69	0	60 $\pm$ 1	0
					65.7 $\pm$ 1.2	180
	60	0	76.5	0	67.7 $\pm$ 1.0	0
					73.4 $\pm$ 1.0	180
	70	0	86.5	0	78 $\pm$ 1	0
					83.5 $\pm$ 1.0	180
	77.5	0	94	0	85.5 $\pm$ 1.0	0
					91.1 $\pm$ 1.1	180
	85	0	101.5	0	93 $\pm$ 1	0
					98.5 $\pm$ 1.0	180
	92	0	108.5	0	99.1 $\pm$ 2.4	0
					104.5 $\pm$ 1.6	180
	100	0	116.5	0	108 $\pm$ 1	0
					113.2 $\pm$ 1.0	180
107.5	0	124	0	115.3 $\pm$ 0.8	0	
				120.7 $\pm$ 0.7	180	
91	0	110.5	5	98.3 $\pm$ 1.1	14.2	
				104.6 $\pm$ 1.1	194.5	
91	0	108.9	8	98 $\pm$ 1	24	
				104.5 $\pm$ 1.5	204	
91.7	0	108.1	12	97.9 $\pm$ 1.4	37	
				103.2 $\pm$ 0.9	217	
91	0	106.7	16	97.2 $\pm$ 0.7	46	
				102 $\pm$ 1	226.5	
91	0	106.7	19	97.2 $\pm$ 0.7	51.5	
				102.2 $\pm$ 0.7	233	

TABLA I: Energía de bombardeo y ángulos polares y azimutales en laboratorio medidos para el sistema  ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$ . Las últimas tres columnas describen los correspondientes ángulos polar binario y polar y azimutal intrínsecos asociados a cada configuración.



## 2. Sistema ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$

E (MeV)	$\theta_1(^{\circ})$	$\phi_1(^{\circ})$	$\theta_2(^{\circ})$	$\phi_2(^{\circ})$	$\theta_{\text{Li}}(^{\circ})$	$\phi_{\alpha-d} (^{\circ})$
30	45	0	62	0	52.1±1.0	0
					57.8±0.9	180
	55	0	72	0	62.2±1.1	0
					68.0±1.1	180
	65	0	82	0	72.4±1.1	0
					78.1±0.9	180
	75	0	92	0	82.3±1.1	0
					88.0±0.9	180
	85	0	102	0	92.4±1.1	0
					98.1±1.0	180
	95	0	112	0	102.3±1.1	0
					108.1±0.9	180
	105	0	122	0	112.4±1.4	0
					107.6±1.3	180
	115	0	132	0	122.1±1.1	0
					127.5±0.9	180

TABLA II: Energía de bombardeo y ángulos polares y azimutales en laboratorio medidos para el sistema  ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$ . Las últimas tres columnas describen los correspondientes ángulos polar binario y polar y azimutal intrínsecos asociados a cada configuración.

#### D. Entrada de datos del código PLATYPUS

TABLA III: Archivo de entrada de datos del código de simulación PLATYPUS para un caso del sistema  ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  a 24 MeV de energía de bombardeo.

---

---

1, 1, 1, 1, 1, 1  
1, 1, 3521  
1  
24.  
3.500, 0.  
0.000, 0.  
0., 0.922  
1.67, 0.93  
0.884, 8.3  
50.  
0

POTENCIALES

144., 62.  
6., 3.  
4., 2.  
2., 1.  
-40.26, 1.5772, 0.63, 1.2  
-33.21, 1.5083, 0.63, 1.2  
-20.77, 1.4006, 0.63, 1.2  
-14.78, 1.5154, 0.63, 1.2  
-20.79, 1.3994, 0.63, 1.2, -3.271  
-33.25, 1.5072, 0.63, 1.2, 8.286

---

---



## REFERENCIAS

---

- [1] Ajzenberge-Selove F., Lauritsen T., *Energy levels of light nuclei  $A = 5-10$* , Nuc. Phys. A **227** (1974), 1.
- [2] Akyüz O., Winther A., en International School of Physics "Enrico Fermi" (Course LXXVII, Varenna, 1979), 1981, *Nuclear Structure and Heavy-ion Physics*, Eds. Broglia R. A., Dasso C. H., Richi R., Amsterdam, North-Holland, NL.
- [3] Alcorta M., Kirsebom O., Borge M. J. G., Fynbo H. O. U., Riisager K., Tengblad O., *A complete kinematics approach to study multi-particle final state reactions*, Nucl. Inst. and Meth A **605** (2009), 318.
- [4] Asplund M., Lambert D., Nissen P. E., Primas F., Smith V., *Lithium isotopic abundances in metal-poor halo stars*, Astrophys J. **644** (2006), 229.
- [5] Bass R., *Fussion if heavy nuclei in a classical model*, Nuc. Phys. A **231** (1974), 45-63.
- [6] Baur G., Rösel F., Trautmann D., Shyam R., *Fragmentation processes in nuclear reactions*, Phys. Rep. **111** (1984), 333.
- [7] Baur G., Bertulani C. A., Rebel H., *Coulomb dissociation as a source of information on radiative capture processes of astrophysical interest*, Nuc. Phys. A **458** (1986), 188.
- [8] Bernas R., Gradsztajn E., Reeves H., Schatzmann E., *On the nucleosynthesis of lithium, beryllium and boron*, Ann. Phys. **44** (1967), 426.
- [9] Birkelund J. R., Huizenga J. R., *Fusion reactions between heavy nuclei*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **33** (1983), 265.
- [10] Blair J. M., Hobbie R. K., *Differential cross section for the reaction  $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{16}\text{O}$* , Phys. Rev. **128** (1962), 2282.
- [11] Brink B. M., *Kinematical effects in heavy-ion reactions*, Phys. Lett. B **40** (1972), 37.
- [12] Buck B., Merchant A. C., Perez S. M., *Favoured alpha decays of odd-mass nuclei*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18** (1992), 143.
- [13] Buttler P. J. A., Goldfarb L. J. B., *Systematics of nucleon transfer between heavy ions at low energies*, Nuc. Phys. A **176** (1971), 299.

- [14] Canto L. F., Gomes P. R. S., Donangelo R., Hussein M. S., *Fussion and breakup of weakly bound nuclei*, Phys. Rep. **424** (2006), 1.
- [15] Castaneda A. M., Smith Jr. H. A., Singh P. P., Jastrzebski J., Karwowski H., *Gamma-rays from the transfer of  $\alpha$  and  $d$  fragments in  ${}^6\text{Li}$  induced reactions far above the coulomb barrier*, Phys. Lett. B **77** (1978), 371.
- [16] Cobern M. E., Pisano D. J., Parker P. D., *Alpha transfer reactions in light nuclei. III. ( ${}^7\text{Li}, t$ ) stripping reaction*, Phys. Rev. C **14** (1976), 491.
- [17] Csótó A., *Three-body resonances in  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^6\text{Be}$ , and the soft dipole mode problem of neutrón halo nuclei*, Phys. Rev. C **49** (1994), 3035.
- [18] Csótó A., Lovas R. G., *Dynamical microscopic three-cluster description of  ${}^6\text{Li}$* , Phys. Rev. C **46** (1992), 576.
- [19] D'Agostino M., Botvina A. S., Milazzo P. M., Bruno M., Kunde G. J., Bowman D. R., Celano L., Colonna N., Dinius J. D., Ferrero A., Fiandri M. L., Gelbke C. K., Glasmacher T., Gramegna F., Handzy D. O., Horne D., Hsi W. C., Huang M., Iori I., Lisa M. A., Lynch W. G., Manduci L., Margagliotti G. V., Mastinu P. F., Mishustin I. N., Montoya C. P., Moroni A., Peaslee G. F., Petruzzelli F., Phair L., Rui R., Schwarz C., Tsang M. B., Vannini G., Williams C., *Statistical multifragmentation in central Au + Au collisions at 35 MeV/u*, Phys. Lett. B **371** (1996), 175.
- [20] Dasgupta M., Hinde D. J., Sheely S. L., Bouriquet B., *Suppression of fusion by breakup: Resolving the discrepancy between the reactions of  ${}^9\text{Be}$  with  ${}^{208}\text{Pb}$  and  ${}^{209}\text{Bi}$* , Phys. rev. C **81** (2010), 024608.
- [21] Dasso C. H., Donangelo R., *Fusion enhancement via the soft dipole mode in neutrón-rich nuclei*, Phys. Lett. B **276** (1992), 1.
- [22] Dasso C. H., Guisado J. L., Lenzi S. M., Viturri A., *Coulomb- and nuclear-induced break-up of halo nuclei at bombarding energies around the Coulomb barrier*, Nucl. Phys. A **597** (1996), 473.
- [23] Davinson T., Rapp R., Shotter A. C., Branford D., Nagarajan M. A., Thompson I. J., Sanderson N. E., *Coulomb and nuclear contribution to the excitation of  ${}^7\text{Li}$  incident on heavy nuclei*, Phys. Lett. **139B** (1984), 150.
- [24] de Meijer R. J., Kamermans R., *Breakup phenomena in nuclear collision processes with He projectiles*, Rev. Mod. Phys. **57** (1985), 147-208.
- [25] Diaz-Torres A., Thompson I. J., *Effect of continuum couplings in fusion of halo  ${}^{11}\text{Be}$  on  ${}^{208}\text{Pb}$*

- around the Coulomb barrier, Phys. Rev. C **65** (2002), 024606.
- [26] Diaz-Torres A., Hinde D. J., Tostevin J. A., Dasgupta M., Gasques L. R., *Relating breakup and incomplete fusion of weakly bound nuclei through a classical trajectory model with stochastic breakup*, Phys. Rev. Lett. **98** (2007), 152701.
- [27] Diaz-Torres A., *PLATYPUS: a code for fusion and breakup in reactions induced by weakly-bound nuclei within a classical trajectory model with stochastic breakup*, arXiv: 0712.2275v1 (2007).
- [28] Diaz-Torres A., *Platypus: A code for reaction dynamics of weakly-bound nuclei at near-barrier energies within a classical dynamical model*, Comput. Phys. Rep. **182** (2011), 110.
- [29] Di Gregorio D. E., Fernández Niello J. O., Pacheco A. J., Abriola D., Gil S., Macchiavelli A. O., Testoni J. E., *Fusion of  $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$  at sub-barrier energies*, Phys. Lett. B **176** (1986), 322.
- [30] Disdier D. L., Ball G. C., Hausser O., Warner R. E., *Projectile polarization in the Coulomb breakup of  $^6\text{Li}$* , Phys. Rev. Lett. **27** (1971), 1391.
- [31] Evers M., Hinde D. J., Dasgupta M., Luong D. H., Rafiei R., du Rietz R., *Coulomb nuclear interference as a tool to investigate the nuclear potential*, Phys. Rev. C **81** (2010), 014602.
- [32] Fernández Niello J. O., Testoni J. E., di Tada M., Pacheco A. J., Napoli D. R., Stefanini A. M., Corradi L., Million B., Narayanasamy M., Spolaore P., Beghini S., Montagnoli G., Scarlassara F., Segato G. F., Signorini C., Soramel F., *Near-barrier transfer reactions in the  $^{36}\text{S} + ^{144,154}\text{Sm}$  systems*, Phys. Rev. C **45** (1992), 748.
- [33] Figueira J. M., Abriola D., Fernández Niello J. O., Arazi A., Capurro O. A., de Barbará E., Martí G. V., Martínez Heimann D., Pacheco A. J., Testoni J. E., Padrón I., Gomes P. R. S., Lubian J., *Absence of the threshold anomaly in the elastic scattering of the weakly bound projectile  $^7\text{Li}$  on  $^{27}\text{Al}$* , Phys. Rev. C **73** (2006), 054603.
- [34] Figueira J. M., Fernández Niello J. O., Abriola D., Arazi A., Capurro O. A., de Barbará E., Martí G. V., Martínez Heimann D., Negri A. E., Pacheco A. J., Padrón I., Gomes P. R. S., Lubian J., Correa T., Paz B., *Breakup Threshold Anomaly in the Elastic Scattering of  $^6\text{Li}$  on  $^{27}\text{Al}$* , Phys. Rev. C **75** (2007), 017602.
- [35] Figueira J. M., *Estudio de la tasa de reacción  $^{30}\text{P}(\alpha,p)^{33}\text{S}$  de interés astrofísico en erupciones de rayos X*, dirigida por Fernández Niello J. O., tesis doctoral inédita, Universidad de Buenos Aires, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, 2012.
- [36] Fowler W. A., Greenstein J. L., Hoyle F., *Nucleosynthesis during the early history of the solar*

- system*, Geophys. J. Roy. Astron. Soc. **6** (1962), 148.
- [37] Freer M., Merchant A. C., *Developments in the study of nuclear clustering in light even-even nuclei*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **23** (1997), 261.
- [38] Freer M., *The clustered nucleus - clusters structures in stable and unstable nuclei*, Rep. Pro. Phys. **70** (2007), 2149.
- [39] Fuchs H., *On cross section transformations in reactions with three outgoing fragments*, Nucl. Inst. and Meth. **200** (1982) 361.
- [40] Gamow G., *Constitution of atomic nuclei and radioactivity*, Oxford: Clarendon Press, 1931.
- [41] Gammel J. L., Hill B. J., Thaler R. M., *Elastic scattering of deuterons by  $He^4$* , Phys. Rev. **119** (1960) 267.
- [42] Gontchar I. I., Hinde D. J., Dasgupta M., Newton J. A., *Double folding nucleus-nucleus potential applied to heavy-ion fusion reactions*, Phys. Rev. C (2004) 024610.
- [43] Guimarães V., Kolata J. J., Peterson D., Santi P., White-Stevens R. H., Vincent S. M., Becchetti F. D., Lee M. Y., O'Donnell T. W., Roberts D. A., Zimmerman J. A., *Nuclear and Coulomb Interaction in  $8B$  Breakup at Sub-Coulomb Energies*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 1862.
- [44] Gupta D., Samanta C., Kanungo R., Sharan M. K., Kailas S., Chatterjee A., Mahata K., Shrivastava A., *Measurement of  $42\text{ MeV } ^7Li$  projectile breakup on  $^{58}Ni$  target beyond grazing incidence*, Nuc. Phys. A **646** (1999) 161.
- [45] Hafstad L. R., Teller E., *The alpha-particle model of the nucleus*, Phys. Rev. **54** (1938), 681.
- [46] Hagino K., Vitarri A., Dasso C. H., Lenzi S. M., *Role of breakup processes in fusion enhancement of drip-line nuclei at energies below the Coulomb barrier*, Phys. Rev. C **61** (2000), 037602.
- [47] Hansteen J. M., Wittern H. W., *Coulomb disintegration of  $^6Li$* , Phys. Rev. **137** (1965), B524.
- [48] Häusser O., McDonald A., Alexander T., Ferguson A. J., *Nuclear polarizability of  $^7Li$  from Coulomb excitation*, Phys. Lett. B **38** (1972), 75.
- [49] Martinez Heimann D., Pacheco A. J., Capurro O. A., *Characterization of low-energy nuclear reactions involving emission of few non-relativistic particles*, Nucl. Inst. and Meth. A **622** (2010), 642-649.
- [50] Herbig G. H., *Lithium abundances in F5-G8 dwarfs*, Astrophys. J. **141** (1965), 588.
- [51] Hesselbart J., Kahn S., Kihm T., Knöpfle K. T., *Forward-backward asymmetries in the direct breakup of  $^6Li$* , Z. Phys. A **331** (1988), 365.

- [52] Hesselbart J., Knöpfle K. T., *Pb( ${}^6\text{Li}, \alpha$ )Pb breakup experiment to test feasibility of extracting the astrophysically relevant  $\alpha + d$  capture cross section*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991), 2773.
- [53] Hinde D. J., Dasgupta M., Fulton B. R., Morton C. R., Wooliscroft R. J., Berriman A. C., Hegino K. *Fusion suppression and sub-barrier breakup of weakly bound nuclei*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 272701.
- [54] Hinde D. J., Dasgupta M., *neutrón halo slips*, Nature **431** (2004), 748.
- [55] Hobbie R. K., Forbes F. F., *Differential cross section for the reaction  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha){}^{14}\text{N}$  and  ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{15}\text{N}$* , Phys. Rev., **126** (1962), 2137.
- [56] Horn D., Ferguson A. J., *Compound-nucleus cross sections from nuclear charge-density distribution*, Phys. Rev. Lett. **41** (1978), 1529.
- [57] Hussein M. S., Pato M. P., Canto L. F., Donangelo R., *Near-barrier fusion of  ${}^{11}\text{Li}$  with heavy spherical and deformed targets*, Phys. Rev. C **46** (1992), 377.
- [58] Kikuchi T., Motobayashi T., Iwasa N., Ando Y., Kurokawa M., Moriya S., Murakami H., Nishio T., Ruan (Gen) J., Shirato S., Shimoura S., Uchibori T., Yanagisawa Y., Kubo T., Sakurai H., Teranishi T., Watanabe Y., Ishihara M., Hirai M., Nakamura T., Kubono S., Gai M., France III R., Hahn K. I., Delbarh Th., Lipnik I., Michotte C., *Experimental determination of the  $E2$  component in the Coulomb dissociation of  ${}^8\text{B}$* , Phys. Lett. B **391** (1997), 261-266.
- [59] Kolata J. J., V. Guimarães, Peterson D., Santi P., White-Stevens R. H., Vincent S. M., Becchetti F. D., Lee M. Y., O'Donnell T. W., Roberts D. A., J. A. Zimmerman J. A., *Breakup of  ${}^8\text{B}$  at sub-Coulomb energies*, Phys. Rev. C **63** (2001), 024616.
- [60] Langanke K., Martinez-Pinedo G., *Nuclear weak-interaction processes in stars*, Rev. Mod. Phys. **75** (2003), 819.
- [61] Luong D. H., *Mechanisms and time-scales in breakup of  ${}^{6,7}\text{Li}$* , dirigida por Dasgupta M. y Hinde D. J., tesis doctoral inédita, Australian National University, 2012.
- [62] Luong D. H., Dasgupta M., Hinde D. J., du Rietz R., Rafiei R., Lin C. J., Evers M., Diaz-Tores A., *Insights into the mechanisms and time-scales of breakup of  ${}^{6,7}\text{Li}$* , Phys. Lett. B **695** (2011), 105-109.
- [63] Marta H. D., Canto L. F., Donangelo R., *Semiclassical calculations of observable cross sections in breakup reactions*, Phys. Rev. C **78** (2008), 034612.
- [64] Mason J. E., Gazes S. B., Roberts R. B., Teichmann S. G., *Coulomb and nuclear effects in direct*



- breakup of 54-MeV  ${}^7\text{Li} + [{}^{12}\text{C}, {}^{197}\text{Au}]$* , Phys. Rev. C **45** (1992), 2870.
- [65] Matsuse T., Arima A., Lee S. M., *Critical distance in fusion reactions*, Phys. Rev. C **26** (1982), 2338.
- [66] Michel F., Albinski J., Belery P., Delbar T., Grégoire G., Tasiaux B., Reidemeister G., *Optical model description of  $\alpha + {}^{16}\text{O}$  elastic scattering and alpha-cluster structure in  ${}^{20}\text{Ne}$* , Phys. Rev. C **28** (1983), 1904.
- [67] Morone M. C., Oliviero G., Campajola L., D'Onofrio A., Gialanella L., La Commara M., Roca V., Romano M., Romoli M., Terrasi F., Barna R., De Pasquale D., Aliotta M., Cherubini S., Lattuada M., Romano S., Spitaleri C., *Detection of breakup fragments in inverse Coulomb dissociation experiments*, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A **419** (1998), 167.
- [68] Morrison G. C., *Cluster model interpretation of the isotopic spin selection rule in certain nuclear reactions*, Phys. Rev. Lett. **5** (1960), 565.
- [69] Motobayashi T., Iwasa N., Ando Y., Kurokawa M., Murakami H., Ruan (Gen) J., Shimoura S., Shirato S., Inabe N., Ishihara M., Kubo T., Watanabe Y., Gai M., France III R. H., Hahn K. I., Zhao Z., Nakamura T., Teranishi T., Futami Y., Furutaka K., Delbar Th., *Coulomb dissociation of  ${}^8\text{B}$  and the  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$  reaction at low energies*, Phys. Rev. Lett. **73** (1994), 2680.
- [70] Nakamura S., *Theory of coulomb disintegration of complex nuclei*, Phys. Rev. **152** (1966), 955.
- [71] Nörenberg W., *relaxation phenomena in and microscopic transport theories of deeply inelastic collisions between heavy ions*, J. Phys. (Paris) (Colloq. C5) **37** (1976), C5-141.
- [72] Disponible en <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.
- [73] von Oertzen W., Freer M., Kananda-Enyo Y., *Nuclear clusters and nuclear molecules*, Phys. Rep. **432** (2006), 43.
- [74] Ohkubo S., Ishikawa Y., *Higher nodal states of  $\alpha + {}^{15}\text{N}$  cluster structure in  ${}^{19}\text{F}$* , Phys. Rev. C **31** (1985), 1560.
- [75] Ohlsen G. G., *Kinematic relations in the reactions of the form  $A + B \rightarrow C + D + E$* , Nucl. Inst. and Meth. **37** (1965), 240.
- [76] Ollerhead R. W., Chasman C., Bromley D. A., *Dissociation of  ${}^6\text{Li}$* , Phys. Rev. **134** (1963), B74.
- [77] Ost R., Speth E., Pfeiffer K. O., Bethge K., *Coulomb breakup of  ${}^6\text{Li}$* , Phys. Rev. C **5** (1972), 5.
- [78] Ost R., Bethge K., Gemmeke H., Lassen L., Scholz D., *Three-particle correlations from  ${}^{208}\text{Pb} + {}^6\text{Li}$* , Z. Phys. **266** (1974), 369.

- [79] Pacheco A. J., Di Gregorio D. E., Fernández Niello J. O., Elgue M., *Fusion cross sections from measurements of delayed X-rays*, Comp. Phys. Comm. **52** (1988), 93.
- [80] Perey C. M., Perey F. G., *Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954-1975*, At. Data Nucl. Data Tables **17** (1976), 1.
- [81] Perring J. K., Skyrme T. H. R., *The alpha-particle and shell model of the nucleus*, Proc. Phys. Soc. A **69** (1956), 600.
- [82] Pfeiffer K. O., Speth E., Bethge K., *Breakup of  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$  on tin and nickel nuclei*, Nuc. Phys. A **206** (1973), 545.
- [83] Pham-Dinh-Lien, Marquez L., *Étude de la réaction  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{Li}, \alpha){}^{14}\text{N}$* , Nuc. Phys. **33** (1962), 202.
- [84] Québert J. L., Frois B., Marquez L., Sousbie G., *Search for  ${}^7\text{Li}$  breakup in  ${}^7\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$  near grazing incidence*, Phys. Rev. Lett. **32** (1974), 1136.
- [85] Rafiei R., du Rietz R., Luong D. H., Hinde D. J., Dasgupta M., Evers M., Diaz-Torres A., *Mechanism and systematics of breakup in reactions of  ${}^9\text{Be}$  at near-barrier energies*, Phys. Rev. C **81** (2010), 024601.
- [86] Ruhla C., Riou M., Gusakow M., Jacmart J. C., Liu M., Valentin L., *Etude des reactions  ${}^6\text{Li}(p, pd)$  et  $(p, p\alpha)$  et  ${}^9\text{Be}(p, p\alpha)$  at 155 MeV*, Phys. Lett. **6** (1963), 282.
- [87] Rutherford E., Chadwick J., *The artificial disintegration of light elements*, Phil. Mag. **42** (1991), 809.
- [88] Santra S., Parkar V. V., Ramachandran K., Paul U. K., Shrivastava A., Roy B. J., Nayak B. K., Chatterjee A., *Resonant breakup of  ${}^6\text{Li}$  by  ${}^{209}\text{Pb}$* , Phys. Lett. B **677** (2009), 139.
- [89] Satchler G. R., Nagarajan M. A., Lilley J. S., Thompson I. J., *Heavy-ion fusion: Channel-coupling effects, the barrier penetration model, and the threshold anomaly for heavy-ion potential*, Ann. Phys. **178** (1987), 110.
- [90] Satchler G. R., Hussein M. S., McVoy K. M., *Exploratory studies of the elastic scattering of  ${}^{11}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$* , Nucl. Phys. A **522** (1991) 621.
- [91] Scholz D., Gemmeke H., Lassen L., Ost R., Bethge K., *Angular correlations from  ${}^6\text{Li}$  break-up near the Coulomb barrier of  ${}^{118}\text{Sn}$  and  ${}^{208}\text{Pb}$* , Nuc. Phys. A **288** (1977), 351.
- [92] Shotter A. C., Bice A. N., Wouters J. M., Rae W. D., Cerny J., *Observation of the direct and sequential breakup of  ${}^7\text{Li}$  from  ${}^{12}\text{C}$  and  ${}^{208}\text{Pb}$* , Phys. Rev. Lett. **46** (1981), 12.
- [93] Shotter A. C., Rapp V., Davinson T., Branford D., Sanderson N. E., Nagarajan M. A., *Direct*

- coulomb breakup of  ${}^7\text{Li}$* , Phys. Rev. Lett. **53** (1984), 1539.
- [94] Shotter A. C., Rapp V., Davinson T., Branford D., *Projectile energy and target dependence of the yield for  ${}^7\text{Li}$  direct breakup reactions*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **14** (1988), L169.
- [95] Shrivastava A., Navin A., Keeley N., Mahata K., Ramachandran K., Nanal V., Parkar V. V., Chatterjee A., Kailas S., *Evidence for transfer followed by breakup in  ${}^7\text{Li} + {}^{65}\text{Cu}$* , Phys. Lett. B **633** (2006), 463.
- [96] Signorini C., Edifizi A., Mazzocco M., Lunardon M., Fabris D., Vitturi A., Scopel P., Soramel F., Stroe L., Prete G., Fioretto E., Cinausero M., Trotta M., Brondi A., Moro R., Rana G. L., Vardaci E., Ordine A., Inghima G., Commara M. L., Pierroutsakou D., Romoli M., Sandoli M., Diaz-Torres A., Thompson I. J., Liu Z. H., *Exclusive breakup of  ${}^6\text{Li}$  by  ${}^{208}\text{Pb}$  at Coulomb barrier energies*, Phys. Rev. C **67** (2003), 044607.
- [97] Spiger R. J., Tombrello T. A., *Scattering of  $\text{He}^3$  by  $\text{He}^4$  and of  $\text{He}^4$  by tritium*, Phys. Rev. C **163** (1967), 964.
- [98] Spite F., Spite M., *Abundance of lithium in unevolved halo stars and old disk stars: Interpretation and consequences*, Astron. Astrophys. **115** (1982), 357.
- [99] Disponible en <http://www.dfn.if.usp.br/suaide/pelletron/spmroot.html>.
- [100] Disponible en <http://www.srim.org/SRIM/SRIM2011.htm>.
- [101] Srivastava D. K., Basu D. N., Rebel H., *features of direct and sequential breakup of  ${}^6\text{Li}$  ions*, Phys. Rev. C **38** (1988), 5.
- [102] Stahel D. P., tesis de doctorado inédita, Berkeley, LBL (1979) 9706.
- [103] Stelzer H., *CAMDA - a PC-based data acquisition system*, Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A **310** (1991), 562.
- [104] Takigawa N., Sagawa H., *Interaction potential and fusion of a halo nucleus*, Phys. Lett. B **265** (1991), 23.
- [105] Takigawa N., Kuratani M., Sagawa H., *Effect of breakup reactions on the fusion of a halo nucleus*, Phys. Rev. C **47** (1993), R2470.
- [106] Tamura T., *Coupled-channel approach to nuclear reactions*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. (1969), 99-138.
- [107] Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O., Nagamiya S., Shida Y., Yoshikawa N., Yamakawa O., Sugimoto K., Kobayashi T., Greiner D. E., Takahashi N., Nojiri Y., *Measurements of the*

- interaction cross sections and radii of He isotopes*, Phys. Lett. **160B** (1985), 380.
- [108] Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O., Shida Y., Yoshikawa N., Sugimoto K., Yamakawa O., Kobayashi T., Takahashi N., *Measurements of the interaction cross sections and nuclear radii in the light p-shell region*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985), 2676.
- [109] Thompson I. J., Nagarajan M. A., *Elastic breakup of 70MeV  ${}^7\text{Li}$  ions on lead*, Phys. Lett. B **123** (1983), 379.
- [110] Tilley D. R., Cheves C. M., Godwin J. L., Hale G. M., Hofmann H. M., Kelley J. H., Sheu C. G., Weller H. R., *Energy levels of light nuclei  $A = 5, 6, 7$* , Nuc. Phys. A, **708** (2002), 3.
- [111] Tilley D. R., Kelley J. H., Godwin J. L., Millener D. J., Purcell J. E., Sheu C. G., Weller H. R., *Energy levels of light nuclei  $A = 8, 9, 10$* , Nuc. Phys. A **745** (2004), 155.
- [112] Tomasi D., Fernández Niello J. O., Macchiavelli A. O., Pacheco A. J., Testoni J. E., Abriola D., Capurro O. A., Di Gregorio D. E., di Tada M., Massolo C. P., Penayo F., *One neutron pickup reactions in the  ${}^{32}\text{S}+{}^{144}\text{Sm}$  and  ${}^{32}\text{S}+{}^{166}\text{Er}$  systems at energies close to the Coulomb barrier*, Phys. Rev. C **48** (1993), 2840.
- [113] Tombrello T. A., Phillips G. C., *A two-body cluster model of the nucleus*, Nuc. Phys. **20** (1960), 648.
- [114] Tostevin J. A., Nunes F. M., Thompson I. J., *Calculations of three-body observables in  ${}^8\text{Be}$  breakup*, Phys. Rev. C **63** (2001), 024617.
- [115] Utsonomiya H., Lui Y. W., Haenni D. R., Dejbakhsh H., Cooke L., Srivastava B. K., Turmel W., O'Kelly D., Schmitt R. P., Shapira D., del Campo J. G., Ray A., Udagawa T., *Breakup of  ${}^7\text{Li}$  near the  $\alpha - t$  threshold and a possible probe of radiative-capture processes*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990), 847.
- [116] Valkovic V., Josph C., Emerson S. T., Phillips G. C., *Two-particles coincidence spectra from the  $p + {}^6\text{Li} \rightarrow p + d + \alpha$  reaction*, Nuc. Phys. A **106** (1968), 138.
- [117] Varner R. L., Thompson W. J., McAbee T. L., Ludwig E. J., Clegg T. B., *A global nucleon optical model potential*, Phys. Rep. **201** (1991), 57.
- [118] Wei J. X., Leigh J. R., Hinde D. J., Newton J. O., Lemmon R. C., Elfstrom S., Chen J. X., *Experimental determination of the fusion-barrier distribution for the  ${}^{154}\text{Sm}+{}^{16}\text{O}$  reaction*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991), 3368.
- [119] Wheeler J. A., *Molecular viewpoints in nuclear structure*, Phys. Rev. **52** (1937), 1083.

- [120] Wildermuth K., Kanellopoulos T., *The "cluster model" of the atomic nuclei*, Nuc. Phys. **7** (1958), 150.
- [121] Woods R. D., Saxon D. S., *Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering*, Phys. Rev. Lett. **95** (1954), 577.