



Universidad Autónoma del Estado de México

Facultad de Ciencias

**MODOS DE TRANSFERENCIA Y ROMPIMIENTO
DEL NÚCLEO CON HALO NEUTRÓNICO ${}^6\text{He}$
SOBRE ${}^{209}\text{Bi}$ CERCA DE LA BARRERA DE
COULOMB**

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIAS
P R E S E N T A
DAVID LIZCANO CABRERA

DIRECTOR: DR. ELÍ F. AGUILERA REYES

TOLUCA, MÉXICO

ENERO DE 2003



Dr. Federico G. García-Santibáñez Sánchez
Coordinador del Posgrado
Facultad de Ciencias
Universidad Autónoma del Estado de México

P R E S E N T E

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de tesis Doctoral intitulado:

“Modos de Transferencia/Rompimiento del Núcleo con Halo Neutrónico ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{209}\text{Bi}$ cerca de la Barrera de Coulomb ”

realizado por

David Lizcano Cabrera

con Número de Cuenta 9730904 Consideramos que el trabajo cuenta con los requisitos y tiene el nivel adecuado de una tesis de **Doctorado en Ciencias** en el área de **Ciencias Nucleares**.

Dicho trabajo cuenta con nuestro **voto aprobatorio.**

A T E N T A M E N T E

Dr. Elí F. Aguilera Reyes

Elí F. Aguilera

Dr. Juan Jaime Vega Castro

Juan Jaime Vega Castro

Dr. Ernesto Belmont Moreno

Ernesto Belmont Moreno

Dr. Efrain Chavez Lomeli

Efrain R. Chavez

Dr. Karo Michaelian Paw

K. Michaelian

Dr. Enrique Martínez Quiroz

Enrique Martínez Quiroz

Dr. Federico G. García-Santibáñez Sánchez

Federico G. García-Santibáñez

Comisión de Revisores.



Quando le leggi della matematica
si riferiscono alla realtà non sono
certe e, quando sono certe, non si
riferiscono alla realtà.

A. Einstein

Vista de la galaxia *Cartwheel* después de una colisión frontal con una galaxia más pequeña. Majestuosa imagen captada el 16 de octubre de 1994 por el telescopio espacial *Hubble* de la NASA.

A Martha y Alejandro

A mis padres y hermanos

Agradecimientos

Agradezco especialmente al Dr. Elí F. Aguilera Reyes por haberme permitido integrar parcialmente a su equipo a través del proyecto ININ-CONACYT “Experimentos con haces radiactivos usando TwinSol” y por el tiempo dedicado durante la preparación y revisión de este trabajo, por lo que a él en gran medida, debo el haber alcanzado esta importante meta.

Al profesor James J. Kolata y a todo el personal del Laboratorio de Estructura Nuclear de la Universidad de Notre Dame, quienes hicieron posible los experimentos con las reacciones nucleares de interés en este trabajo.

Al personal del Acelerador Tandem Van de Graaff del ININ, especialmente al Dr. Enrique Martínez Quiroz, por su valiosa y desinteresada ayuda que por varios años me ha brindando.

A los integrantes de la Comisión de Revisores por sus comentarios, sugerencias y correcciones encaminadas a mejorar el contenido y presentación de esta tesis.

Al Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ) por el apoyo prestado y el tiempo concedido durante el postgrado. A la Universidad Autónoma del Estado de México (UAEM) por las facilidades otorgadas a lo largo de varios años. Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el apoyo financiero durante las estancias de investigación en los Estados Unidos y en general, durante el doctorado.

A todas las personas que de alguna manera me apoyaron, colaboraron o hicieron parte de mi trabajo cuando yo no pude hacerlo.



Índice

RESUMEN	vii
ABSTRACT	ix
1. INTRODUCCIÓN	1
1.1 El núcleo radiactivo exótico ${}^6\text{He}$	5
1.2 Características de la interacción del ${}^6\text{He}$ con núcleos estables	5
2. ANTECEDENTES	8
2.1 Posibles canales de reacción del sistema ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$	10
2.2 El modelo de Stelson	11
3. REACCIONES NUCLEARES Y MODELOS TEÓRICOS	14
3.1 Introducción	14
3.2 Cinemática de las reacciones nucleares	16
3.3 Modelos teóricos de reacciones nucleares	18
3.4 El programa FRESCO	28
4. EL SISTEMA DUAL SUPERCONDUCTOR TWINSOL	30
4.1 Introducción	30
4.2 Diseño	30
4.3 Modos de operación	33
5. DESARROLLO EXPERIMENTAL	35
5.1 Producción del haz radiactivo de ${}^6\text{He}$ y detección de partículas α	35
5.2 Adquisición de datos	41
5.3 Duración de los experimentos y energías investigadas	42
6. ANÁLISIS DE DATOS EXPERIMENTALES	44
6.1 Introducción	44
6.2 Barrido de datos	44
6.3 Visualización de histogramas y marcado de eventos	45
6.4 Compuertas en el tiempo	47
6.5 Análisis de espectros unidimensionales	51
6.6 Cálculo de la sección eficaz experimental	55

7. RESULTADOS Y DISCUSIÓN	60
7.1 Simulación de espectros de partículas α	60
7.2 Resultados experimentales	62
7.3 Cálculos posteriores usando códigos y modelos teóricos	69
8. CONCLUSIONES	79
APÉNDICE A. Entradas y Salidas del Programa Fresco	81
APÉNDICE B. Detectores Semiconductores	87
APÉNDICE C. Cálculo del Espesor de los Absorbedores de Energía	93
REFERENCIAS	97
LISTA DE PUBLICACIONES	103

Resumen

En experimentos recientes, por primera vez se ha estudiado la fusión del núcleo radiactivo exótico ${}^6\text{He}$ con ${}^{209}\text{Bi}$ a energías por encima y debajo de la barrera de Coulomb, encontrándose un aumento considerable en la fusión, lo cual implica una reducción de aproximadamente 25% de la barrera nominal de fusión. Varios trabajos teóricos previos sugieren que este sorprendente efecto puede deberse al acoplamiento a canales de transferencia de neutrones de un valor Q positivo, que llevaría a un flujo de neutrones y la consecuente formación de un cuello entre el proyectil y el blanco.

Posteriormente, en el presente trabajo se efectuaron dos nuevos experimentos sobre la misma reacción utilizando el acelerador FN Tandem Van de Graaff de 10 MV y el sistema dual superconductor *TwinSol*, ambos de la Universidad de Notre Dame, Estados Unidos de América. Esta vez, el objetivo fue estudiar la transferencia de uno y dos neutrones y el rompimiento del proyectil de ${}^6\text{He}$ a energías de laboratorio de 14.7, 16.2, 17.9, 19.0 y 22.5 MeV, observándose la producción de un grupo de ${}^4\text{He}$ (a un valor Q efectivo de aproximadamente -2.5 MeV) cuya sección eficaz integrada resulta excepcionalmente grande, excediendo la sección de fusión tanto arriba como abajo de la barrera. Las distribuciones angulares elásticas medidas simultáneamente, requirieron de una sección eficaz total que confirma este rendimiento. Cálculos preliminares de canales acoplados –usando el programa Fresco, desarrollado en la Universidad de Surrey, Inglaterra– sugirieron que los mecanismos de reacción pueden ser mejor descritos como un rompimiento nuclear directo y transferencia de dos neutrones a estados no ligados en ${}^{211}\text{Bi}$. Estos cálculos también predijeron un incremento en la sección de fusión abajo de la barrera debido al acoplamiento del canal de transferencia y rompimiento, lo cual sugiere fuertemente que éstos probablemente constituyen el “estado puerta” que explica la disminución en la altura de la barrera de fusión, observada en los experimentos previos.

Se encontró que el grupo de ^4He domina completamente la sección eficaz total de la reacción a las energías medidas y se presenta evidencia de que un nuevo proceso puede estar tomando importancia a bajas energías.

En los experimentos presentados y discutidos en este trabajo, se utilizaron iones de ^7Li como haz primario, que al reaccionar con un blanco de ^9Be producen ^{10}B más el núcleo radiactivo con halo neutrónico ^6He como haz secundario. Este último, enfocado sobre un blanco secundario delgado de ^{209}Bi , produce constituye la reacción nuclear central del presente trabajo. Los diversos productos ligeros obtenidos de la reacción, especialmente las partículas alfa, se midieron usando diez detectores de barrera superficial arreglados por pares y dispuestos a varios ángulos hacia adelante y hacia atrás del blanco con respecto a la dirección del haz radiactivo. A cada arreglo de detectores se le colocó un colimador circular que subtendía un ángulo sólido entre 13 y 47 msr.

Durante los experimentos, la adquisición masiva automatizada de datos y su análisis posterior estuvo asistida por varios de los programas del paquete conocido como UPAK, desarrollado en Oak Ridge National Laboratory. En el análisis de los datos experimentales se utilizaron sistemas de cómputo tanto de la Universidad de Notre Dame, como del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ), México.

Los resultados obtenidos a partir de este conjunto de experimentos sin precedentes, fueron comparados con las predicciones teóricas del modelo de penetración de barrera unidimensional (BPM), la fórmula de Wong, el modelo de Stelson y el modelo óptico, encontrándose que estos dos últimos fueron los que mejor reproducen las mediciones experimentales.

Abstract

In recent experiments, the fusion of the exotic radioactive nucleus ${}^6\text{He}$ with ${}^{209}\text{Bi}$ has been studied for the first time at energies above and below the Coulomb barrier. A considerable enhancement in the fusion was observed, which implies a reduction of about 25% in the nominal fusion barrier. Some previous theoretical works suggest that this striking effect may be caused by the coupling to neutron transfer channels with a positive Q -value which would lead to a neutron flow and the consequent formation of a neck between the projectile and the target.

Later, in the current work, we ran two new experiments on the same reaction using the FN Tandem Van de Graaff (10 MV) accelerator and the dual superconducting TwinSol system, both of them belonging to the University of Notre Dame, USA. This time, the purpose was to study one- and two-neutron transfer and the ${}^6\text{He}$ projectile breakup at laboratory energies of 14.7, 16.2, 17.9, 19.0 and 22.5 MeV. A strong group of ${}^4\text{He}$ was observed (with an effective Q -value about -2.5 MeV) whose integrated cross section results exceptionally high, exceeding the fusion cross section both above and below the barrier. The simultaneously measured elastic scattering angular distribution required high total cross sections so that this yield is confirmed. Preliminary coupled channels calculations –using the computer program called Fresco developed at the University of Surrey (England)– suggested that the reaction mechanisms may be better described as a direct nuclear breakup and two-neutron transfer to unbound states in ${}^{211}\text{Bi}$. These calculations predicted also an enhancement in the fusion cross section below the barrier due to the transfer and breakup channel coupling, which strongly suggests that this channel is the “doorway state” that explains the fusion barrier reduction observed in previous experiments. It was found that the ${}^4\text{He}$ group fully dominates the total reaction cross section at the measured energies and we show evidence that a new process may be taking importance at low energies.

In the experiments presented and discussed in this work, we used ^7Li ions as primary beam, which in reactions with a ^9Be target produce ^{10}B plus the radioactive neutron halo ^6He nucleus, as secondary beam. This radioactive beam, focused on a ^{209}Bi secondary thin target, produced the central nuclear reaction of this work. The various light products from the reaction, specially the alpha particles, were measured by using five couples of surface barrier detectors arranged as telescopes at various angles around the target, downstream and upstream of the nuclear beam. A circular collimator subtending a solid angle between 13 and 47 msr was fixed in front of every detector couple.

Both the massive automated data acquisition and its later analysis were assisted by various computer programs as part of a package called UPAK, developed at Oak Ridge National Laboratory (USA). Computers from the University of Notre Dame and from the Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ, México) were used along the analysis of the data collected from the two experiments.

The total cross section derived from this set of experiments with no precedents, were compared to theoretical predictions from the one-dimensional barrier penetration model (BPM) using both, the classical and the Wong formula, the Stelson model and the Optical model. It was observed that the last two models reproduce better the experimental data.

1

Introducción

La física del núcleo atómico es uno de los campos más interesantes y un reto intelectual en la investigación experimental. Desde comienzos de la década de los 30, los aceleradores de partículas han sido una herramienta básica en el crecimiento de nuestro conocimiento sobre las propiedades del núcleo atómico y en el entrenamiento de investigadores en esa área [Byg70]. En los últimos años, la fusión de iones pesados a energías abajo de la barrera de Coulomb ha atraído la atención de muchos científicos, debido a que experimentalmente se ha comprobado que la sección eficaz de fusión para muchos sistemas es mayor que la predicha por los modelos teóricos de penetración de barrera unidimensional [Kol98]. La producción y aplicación de haces secundarios radiactivos en diferentes laboratorios en el mundo, generalmente en la medición de secciones eficaces de reacciones nucleares de importancia en astrofísica nuclear y particularmente en lo relacionado a nucleosíntesis y evolución estelar, ha abierto rápidamente un nuevo campo de investigación acerca de la estructura y las reacciones de núcleos inestables, en particular de núcleos con exceso de neutrones. Algunas singulares características, como la existencia de un halo de neutrones y de un modo dipolar suave a bajas energías en muchos de los núclidos cercanos a la línea de estabilidad han sido descubiertas y se ha demostrado [Hus92, Tak93] que estas características exóticas pueden causar un considerable

incremento¹ (10% o mayor) en las secciones de fusión a energías cercanas a la barrera de Coulomb cuando estos núcleos con halo son usados como proyectiles.

En este trabajo se reportan las mediciones de partículas α producidas en la reacción ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ a energías cercanas y abajo de la barrera de Coulomb. El interés en las reacciones inducidas por el núcleo de ${}^6\text{He}$ surgió principalmente por estudios teóricos recientes acerca de la fusión cercana a la barrera en el sistema ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$, que generaron cierta controversia. El núcleo “Borromeano”² radiactivo ${}^{11}\text{Li}$ (emisor β^- con vida media de 8.7 ms) que por lo mismo se denomina exótico, ha sido considerado como una estructura formada por dos neutrones débilmente ligados (cuya energía de separación es $S_{2n}=300$ keV) alrededor de un núcleo central (denominado *core*, en inglés) de ${}^9\text{Li}$. Esto ha sido interpretado por algunos autores (I. Tanihata, *et al.* [Tan92]) como una “piel de neutrones” mientras que otros (N. Takigawa, *et al.* [Tak93], M.V. Zhukov, *et al.* [Zhu93]) lo consideran un “halo de neutrones”. Fukunishi, *et al.* [Fuk93] ha establecido la diferencia entre estos fenómenos al decir que una piel de neutrones involucra muchos neutrones con relativamente alta densidad, mientras que un halo de neutrones está formado por uno o dos neutrones como máximo y que, sin embargo, puede existir un traslape entre la piel y el halo de neutrones. A menudo, en la literatura también se hace referencia a estos neutrones como “neutrones de valencia”.

Varios grupos [Hus92, Hus95, Tak93] han reportado que en la fusión del sistema ${}^{11}\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$, el acoplamiento del canal de rompimiento (del ${}^{11}\text{Li}$) al canal de fusión produce una reducción de la sección eficaz de fusión, presentándose además alguna estructura en la función de excitación en la región de la barrera (figura 1-

¹ En inglés se utiliza el término *enhancement*.

² Debido a que la separación de cualquiera de los neutrones de valencia o del núcleo central hace inestable al sistema, estos núcleos son llamados Borromeanos, por la similitud con el emblema heráldico de los príncipes medievales de Borromeo. El emblema consistía en tres anillos entrelazados de tal manera que al remover cualquiera de ellos, los otros dos también se separaban (véase fotografía en la contratapa de este volumen).

1). Sin embargo, C.H. Dasso y A. Vitturi [Das94], reportaron únicamente un incremento en la fusión, aún en presencia de canales de rompimiento fuertes (figura 1-2).

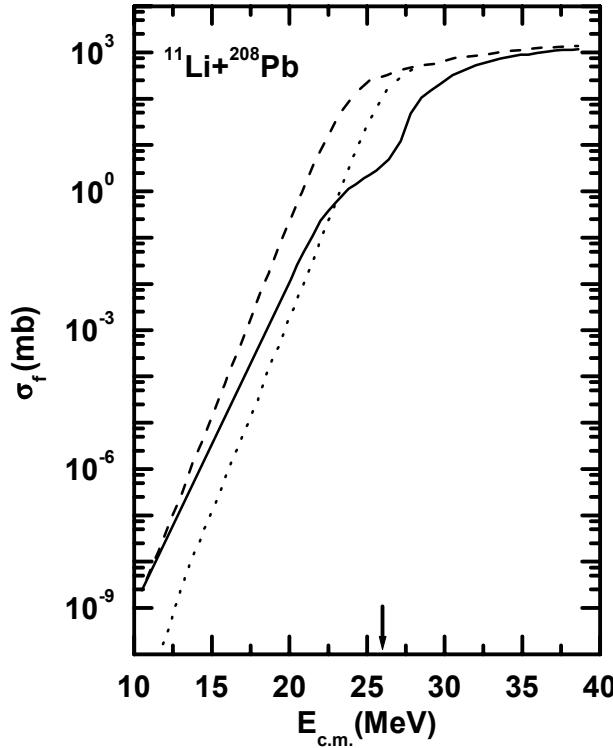


FIGURA 1-1. Función de excitación para la fusión de $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$. La línea punteada corresponde a una aproximación con el modelo de penetración de barrera unidimensional de Hill-Wheeler. La línea de guiones incluye un estado resonante, mientras que la línea continua incluye el mismo estado resonante, además del canal de rompimiento del proyectil, [Hus92].

Dado que la competencia entre el rompimiento del proyectil y la fusión sub-barrera tiene gran importancia en la formación de elementos superpesados vía fusión de proyectiles exóticos, es de gran interés resolver esta controversia; sin embargo, en la actualidad el sistema $^{11}\text{Li} + ^{208}\text{Pb}$ es inaccesible experimental-

mente debido a la pobreza en la resolución en energía y a los flujos de proyectiles extremadamente bajos que se logran producir [Tak93], por lo que en este trabajo se optó por usar el núcleo de ^6He cuyas principales características, similares a las de ^{11}Li , se describen brevemente en la siguiente sección.

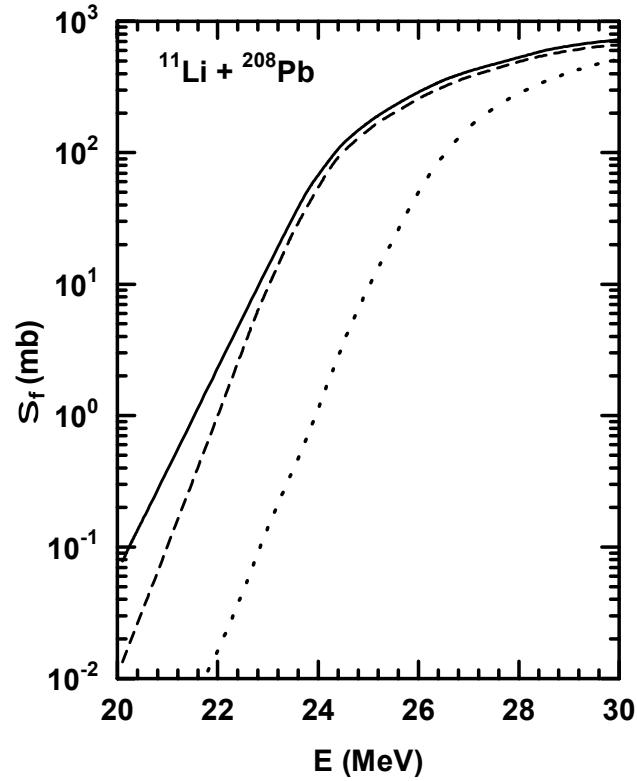


FIGURA 1-2. Sección eficaz de fusión de $^{11}\text{Li}+^{208}\text{Pb}$. La línea punteada es una aproximación mediante el modelo de penetración de barrera unidimensional. La línea de guiones representa el acoplamiento de un modo dipolar. La línea continua incluye el acoplamiento del canal de rompimiento del proyectil [Das94].

1.1 El núcleo radiactivo exótico ${}^6\text{He}$

El ${}^6\text{He}$ es un núcleo rico en neutrones, estando dos de ellos débilmente ligados ($S_{2n} = 0.97 \text{ MeV}$ [Kol98]) alrededor de núcleo central de ${}^4\text{He}$; es radiactivo (emisor β^- con vida media de 806.7 ms) y al igual que el ${}^{11}\text{Li}$, tiene también un halo de neutrones, de tal manera que podría esperarse que muestre algunos efectos similares a éste cuando es usado como proyectil. El ${}^6\text{He}$ es el más simple de los núcleos Borromeanos y esto proporciona una inusual oportunidad para estudiar la interacción de tres cuerpos en el núcleo [Dan97]. Otra característica de los núclidos con halo neutrónico es su gran radio³ [Hus95], cuyo efecto incrementa la sección eficaz de absorción. Jänecke, *et al.* [Jän96] mencionan la posible presencia de un gigantesco modo dipolar suave a bajas energías de excitación E_X del ${}^6\text{He}$ y reportan resonancias a 5.6, 14.6 y 23.3 MeV cuando tal núcleo es producido a través de la reacción ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^6\text{He}$. También Nakayama, *et al.* [Nak00] reportan resonancias dipolares suaves a E_X de $4 \pm 1 \text{ MeV}$ en ${}^6\text{He}$ en la misma reacción de intercambio de carga.

1.2 Características de la interacción del ${}^6\text{He}$ con núcleos estables

En particular, si un núcleo con piel neutrónica se aproxima a un blanco estable, los neutrones de la piel pueden tocar el blanco antes que los protones del corazón lo hagan, porque los neutrones están distribuidos alrededor de los primeros (figura 1-3). Dado que la energía de Fermi es diferente entre los dos núcleos, los neutrones del halo pueden fluir hacia el blanco mientras los dos núcleos están en contacto y casi en reposo en su movimiento relativo. Se asume que los neutrones del halo tienen mayor movilidad que los neutrones en un núcleo común debido a la menor densidad de nucleones en la que se mueven. Otra posibilidad que ha sido considerada es la existencia de un modo dipolar suave en el cual el halo de

³ El radio del ${}^{11}\text{Li}$ prácticamente es igual al del ${}^{208}\text{Pb}$. Hussein, *et al.* consideran esto una anomalía.

neutrones débilmente ligados realiza oscilaciones colectivas contra el núcleo residual [Fuk93]. Esto podría contribuir a incrementar la probabilidad de fusión a energía debajo de la barrera debido a la polarización del proyectil inducida por el campo de Coulomb del blanco, acercando a éste el halo neutrónico. Combinando los efectos antes mencionados, puede esperarse que el flujo de neutrones (el cual puede verse como una “avalancha de neutrones”) pueda ocurrir, incrementando entonces la sección eficaz de la reacción.

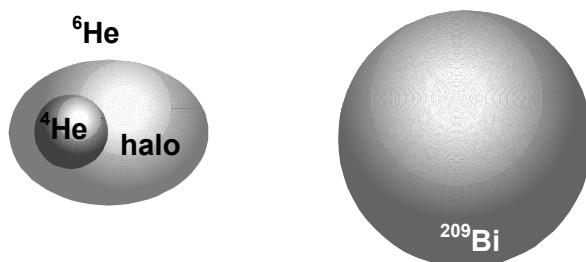


FIGURA 1-3. Interacción entre un proyectil con halo neutrónico y un blanco estable. Se asume que el halo toma una forma elipsoidal debido a que el campo de Coulomb del blanco provoca que los neutrones del halo se “adelanten” con respecto al núcleo central.

El mecanismo de polarización mencionado tiene el potencial suficiente para inducir separaciones entre el halo y el núcleo de ${}^4\text{He}$ más allá del punto en el cual las fuerzas residuales puedan mantenerlos juntos. La importancia de este proceso de rompimiento bajo condiciones de bombardeo que pueden conllevar a la fusión ha generado ciertas controversias para el caso del núcleo con halo neutrónico ${}^{11}\text{Li}$, como se mencionó previamente. Los posibles efectos de la piel neutrónica del ${}^6\text{He}$ sobre las reacciones con ${}^{209}\text{Bi}$ son investigados experimentalmente en este trabajo y en el Capítulo 2 se comparan los resultados de un experimento previo con tal sistema, desarrollado en la Universidad de Notre Dame, con los resultados experimentales obtenidos en el pasado para la reacción ${}^4\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$.

El Capítulo 3 describe los conceptos básicos de las reacciones nucleares y las principales ecuaciones de la cinemática. Se hace referencia a algunos modelos teóricos aplicables a la fusión y a la transferencia de neutrones.

En el Capítulo 4 se mencionan las características básicas del sistema dual superconductor TwinSol, uno de los principales equipos utilizados en los experimentos para producir, separar y enfocar el haz radiactivo de ^6He sobre el blanco de ^{209}Bi resultando así la reacción de interés para el presente trabajo.

Es hasta el Capítulo 5 cuando se entra al aspecto experimental del presente trabajo describiendo con cierto detalle las principales características de los sistemas de detección utilizados y su posición durante las diferentes corridas experimentales en los cuales se obtuvieron los datos que son analizados en el Capítulo 6, en el que se establece el procedimiento seguido durante el análisis de datos y se incluye una breve descripción del *software* utilizado para ello.

En el Capítulo 7 se muestran algunos ejemplos de la aplicación de los modelos descritos en el Capítulo 3 y se hace un análisis de los resultados obtenidos siguiendo la metodología descrita en el Capítulo 6. Se presentan también algunas gráficas y tablas con los resultados finales. En el capítulo de Conclusiones se exponen los comentarios y conclusiones finales que se obtuvieron de este trabajo. Se agregan además tres apéndices en los que se retoman de manera más amplia algunos aspectos mencionados en los capítulos previos y también se listan las referencias citadas a lo largo del presente trabajo.

Para finalizar, se presenta una lista de las publicaciones (artículos en revistas con arbitraje y presentaciones en congresos y simposios) hechas durante el desarrollo de este trabajo de investigación.

2

Antecedentes

En trabajos recientes [Dey98, Kol98, Kol98a], se reportaron mediciones de fusión hechas a energías cercanas y debajo de la barrera de fusión del sistema $^6\text{He} + ^{209}\text{Bi}$. La función de excitación medida se muestra en la parte superior de la figura 2-1, conjuntamente con los resultados de cálculos efectuados con el modelo de penetración de barrera unidimensional que produjeron una barrera de fusión V_f de 20.3 MeV. Para propósitos de comparación, en la parte inferior de la misma figura se muestran los datos correspondientes al sistema $^4\text{He} + ^{209}\text{Bi}$ [Bar74].

En ambas funciones de excitación, las líneas continuas indican una aproximación parabólica (método de Hill-Wheeler), mientras que las líneas de guiones corresponden a cálculos con el método WKB (sección 3.3). Puede notarse que esta última aproximación produce mejores resultados para el sistema ligero a las menores energías dado que la barrera de potencial unidimensional difícilmente puede ser aproximada por una simple parábola en esa región (véase la figura 3-3 en la sección 3.3).

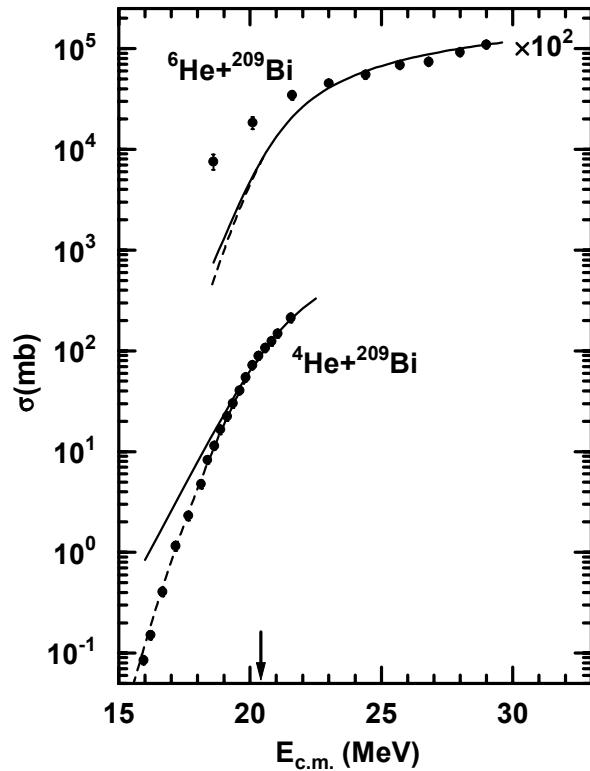


FIGURA 2-1. Funciones de excitación para la fusión de ${}^{4,6}\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ [Bar74], [Kol98]. Las curvas corresponden a cálculos con BPM usando una aproximación parabólica (continua) y el método WKB (guiones). De estos ajustes, $V_f = 20.3$ MeV para el sistema ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$. Para este sistema, los valores experimentales de σ están dados por la suma de los canales de evaporación de $3n$ y $4n$.

Mientras los datos del sistema ${}^4\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ no muestran incremento en la sección eficaz, los correspondientes al sistema más pesado indican un fuerte incremento con respecto a las predicciones del modelo de penetración de barrera unidimensional. Es claro que este marcado aumento de la sección eficaz está relacionado con algún mecanismo que, al parecer se debe a la estructura exótica que los dos neutrones adicionales confieren al proyectil, es decir, el halo de

neutrones del ${}^6\text{He}$. También se nota que no hay signos de supresión de fusión ni la presencia de estructuras en la función de excitación de ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ tal que, en caso de rompimiento del proyectil⁴, no se observan los efectos descritos por Hussein, *et al.* correspondientes al núcleo de ${}^{11}\text{Li}$ [Hus92]. Por lo tanto, se considera importante medir el canal de rompimiento de ese sistema.

2.1 Posibles canales de reacción del sistema ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$

El sistema ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ tiene como canales de reacción principales los indicados en la tabla 2-1.

TABLA 2-1. Principales canales de reacción del sistema ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ y los valores Q de cada uno de ellos.

	R e a c c i ó n	Q (MeV)	P r o c e s o
a)	${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi} \rightarrow {}^{215}\text{At}$	0.6	Fusión
i)	${}^{215}\text{At} \rightarrow {}^{211}\text{At} + 4n$	-19.4	Evaporación de 4 neutrones
ii)	${}^{215}\text{At} \rightarrow {}^{212}\text{At} + 3n$	-14.34	Evaporación de 3 neutrones
iii)	${}^{215}\text{At} \rightarrow {}^{213}\text{At} + 2n$	-8.44	Evaporación de 2 neutrones
iv)	${}^{215}\text{At} \rightarrow {}^{A1}\text{X} + {}^{A2}\text{Y}$		Fisión
b)	${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi} \rightarrow {}^{210}\text{Bi} + {}^5\text{He}$	2.73	Transferencia de 1 neutrón
c)	${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi} \rightarrow {}^{211}\text{Bi} + {}^4\text{He}$	8.76	Transferencia de 2 neutrones
d)	${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi} \rightarrow {}^{209}\text{Bi} + {}^4\text{He} + 2n$	-0.97	Rompimiento del proyectil
e)	${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi} \rightarrow {}^{209}\text{Bi} + {}^6\text{He}$	0	Dispersión elástica
f)	${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi} \rightarrow {}^{208}\text{Pb} + {}^7\text{Li}$	6.18	Captura ⁵ de 1 protón

Como resultado de la fusión de ${}^6\text{He}$ y ${}^{209}\text{Bi}$ se produce el núcleo compuesto ${}^{215}\text{At}$, y a partir de este núcleo puede producirse la evaporación de 4, 3 o 2 neutrones (canales $4n$, $3n$ y $2n$, respectivamente) o la fisión del ${}^{215}\text{At}$. Varios de estos canales han sido medidos experimentalmente en la

⁴ Este fenómeno es más conocido por su nombre en inglés, *breakup*.

⁵ La reacción de captura de un nucleón es más conocida por el término en inglés, *pickup*.

Universidad de Notre Dame y reportados en los trabajos de varios autores: [Dey98] (canal $4n$), [Kol98] (canal $3n$), [Kol98a] (canales de fusión y fisión). De los canales restantes, algunos de ellos son estudiados y reportados en este trabajo. Es conveniente mencionar que, en la transferencia de un neutrón, el núcleo residual de ^5He decae rápidamente (2×10^{-21} s) en una partícula α más un neutrón. El canal de transferencia de dos neutrones produce directamente una partícula α y el canal de rompimiento produce una partícula similar. Así, lo común en esos tres canales es la emisión de una partícula α por cada evento. Los experimentos desarrollados aquí fueron entonces diseñados para medir las partículas α producidas en este sistema.

2.2 El modelo de Stelson

Una particular forma de presentar los datos de sección eficaz de fusión fue introducida por P.H. Stelson *et al.* [Ste90], quienes notaron que muchas funciones de excitación tienen la característica de ser funciones lineales de la energía cerca de la barrera cuando se expresan como $(\sigma E)^{1/2}$, lo cual es válido aún en presencia de grandes incrementos de la sección eficaz relativos al modelo de penetración de barrera unidimensional. Este comportamiento resulta de la introducción de una distribución de barreras con peso uniforme, desde una energía umbral T hasta el valor $(2B-T)$, donde B es la barrera nominal (V_f) y el valor de T está definido por la intersección de la línea recta –obtenida del ajuste a los datos– con el eje horizontal. El parámetro T representa la energía a partir de la cual el proceso que causa la fusión comienza a hacerse importante. La expresión propuesta por Stelson, obtenida a partir de la fórmula clásica, es

$$(\sigma E)^{1/2} = (E - T) \left[\frac{\pi R^2}{4(B - T)} \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

Usando este modelo y mediante un ajuste lineal de los datos experimentales de la reacción ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ (figura 2-2), en la referencia [Kol98] se dedujo que hay una reducción dinámica de aproximadamente 25% en la altura de la barrera lo cual, de acuerdo a Stelson *et al.*, podría interpretarse como el resultado de la formación de un cuello provocado por un “flujo de neutrones”. Este punto de vista es bien apoyada por los valores positivos de Q en la transferencia de uno y dos neutrones en este sistema. Podría parecer entonces, que la formación de este cuello es un buen candidato para explicar el gran acrecentamiento en la fusión a energías sub-barrera. Por todo lo anterior, la medición de los canales de transferencia y rompimiento en este sistema se considera un esfuerzo importante.

En la figura 2-2, todos los puntos siguen una tendencia lineal y mediante un ajuste por mínimos cuadrados, se obtuvo la ecuación lineal

$$(\sigma E)^{1/2} = 13.075E - 201.651 \quad (2.2)$$

con un coeficiente de correlación ρ_c de 0.995. A partir de esta ecuación se obtuvo un valor de 15.4 MeV para el umbral de fusión T_f , con lo cual la diferencia $B-T_f$ resulta de 4.9 MeV, implicando esto una reducción de aproximadamente 25% en la altura de la barrera cuyo valor inicial, en la figura 2-1 es $V_f = 20.3$ MeV.

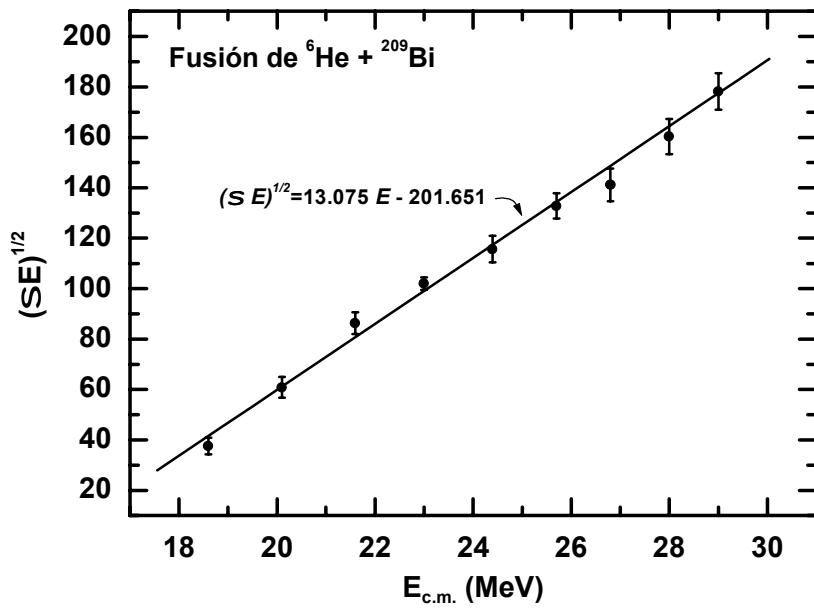


FIGURA 2-2. Diagrama de Stelson para los datos de fusión total de ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ [Kol98]. La línea recta corresponde a un ajuste por mínimos cuadrados.

3

Reacciones Nucleares y Modelos Teóricos

3.1 Introducción

Sobre la tierra, la naturaleza, de manera espontánea nos proporciona poca oportunidad de estudiar el núcleo atómico. De manera natural las reacciones nucleares no se presentan en grandes cantidades como las reacciones químicas en fenómenos tan familiares como el fuego y la fermentación. Con excepción de la radiactividad natural y los rayos cósmicos, nuestra principal información acerca de la estructura nuclear proviene de las reacciones nucleares inducidas por el hombre, las cuales están disponibles únicamente con el desarrollo de los aceleradores. Aún los últimos desarrollos de reactores nucleares de investigación no han restado importancia a los aceleradores como la principal herramienta para la investigación sobre estructura nuclear.

La investigación acerca de la dispersión de partículas alfa de baja energía por el núcleo atómico en una delgada hoja de oro y la interpretación de estos resultados por Rutherford, trajo el comienzo de la física nuclear. Posteriormente, se establecieron muchas de las propiedades básicas del núcleo como resultado de la interacción de proyectiles adecuados con el núcleo. Ejemplos de estos experimentos fueron los realizados por

Cockcroft y Walton, quienes demostraron la factibilidad de las reacciones nucleares y la transmutación artificial de los elementos [Bei88].

Cuando un proyectil sufre una dispersión elástica, la energía interna del blanco no cambia pero el proyectil se dispersa del haz incidente de forma dependiente de la interacción con el blanco. Dado que el núcleo es un sistema cuantizado, entonces puede existir un espectro discreto de estados excitados, cada uno de ellos caracterizado por un conjunto de números cuánticos y los estados con energía mayor que la del estado base pueden ser excitados en el proceso de dispersión inelástica, mediante el cual el proyectil transfiere una cantidad definida de energía al blanco. Alternativamente, el proyectil puede ser capturado y una partícula diferente podría ser emitida, o la partícula original puede reaparecer acompañada de otras partículas. En cualquiera de estos dos procesos, el núcleo residual queda en un estado bien definido. Consecuentemente, el estudio de la dispersión elástica proporciona información acerca del núcleo en su estado base, mientras que las dispersiones inelásticas y las demás reacciones nucleares (captura, rompimiento, transferencia, etc.) producen información de la existencia, localización y propiedades de sus estados excitados. La intensidad con la cual estos estados son excitados durante la reacción indica la presencia de reglas de selección y pueden también relacionarse con los modos de excitación.

Las reacciones nucleares usualmente se representan por la notación $A(a,b)B$, donde a es el proyectil, A es el blanco y b y B son el producto ligero y pesado, respectivamente. Cuando un proyectil incide sobre un blanco delgado contenido átomos con los que puede interactuar, la probabilidad de una reacción es proporcional al número de núcleos del blanco por unidad de área del blanco. La constante de proporcionalidad tiene unidades de área y es llamada *sección eficaz* σ . Esta cantidad puede visualizarse como el área efectiva que un blanco presenta ante el proyectil para causar la reacción nuclear [Coh71].

La variación de la sección eficaz en función del ángulo al cual el producto b es emitido para una energía de a fija, es llamada *distribución angular* y se denota como $d\sigma/d\Omega$ [Jac70]. que, al ser sumada desde 0 hasta π radianes produce la *sección eficaz total*. La sección eficaz total graficada como función de la energía es llamada *función de excitación*.

3.2 Cinemática de las reacciones nucleares

La figura 3-1 muestra las cantidades más importantes en la cinemática de dos cuerpos de una reacción nuclear. Aplicando las leyes de conservación de energía y de momento lineal, siendo M_i y v_i las masas y velocidades, respectivamente [Mar68]:

$$E_T = E_1 + Q = E_3 + E_4 \quad (3-1)$$

$$\vec{M}_1 \vec{v}_1 = \vec{M}_3 \vec{v}_3 + \vec{M}_4 \vec{v}_4 \quad (3-2)$$

se obtienen la energía cinética E_3 del producto ligero:

$$E_3 = E_T B \left[\cos \varphi \pm (\frac{D}{B} - \sin^2 \varphi)^{1/2} \right]^2 \quad (3-3)$$

y la energía cinética E_4 del producto pesado:

$$E_4 = E_T A \left[\cos \zeta \pm (\frac{C}{A} - \sin^2 \zeta)^{1/2} \right]^2 \quad (3-4)$$

donde A, B, C , y D están definidos como:

$$A = \frac{M_1 M_4 (E_1 / E_T)}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)} \quad (3-5)$$

$$B = \frac{M_1 M_3 (E_1 / E_T)}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)} \quad (3-6)$$

$$C = \frac{M_2 M_3}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)} \left(1 + \frac{M_1 Q}{M_2 E_T} \right) \quad (3-7)$$

$$D = \frac{M_2 M_4}{(M_1 + M_2)(M_3 + M_4)} \left(1 + \frac{M_1 Q}{M_2 E_T} \right) \quad (3-8)$$

donde Q es la energía liberada en la reacción:

$$Q = (M_1 + M_2 - M_3 - M_4) c^2 \quad (3-9)$$

E_T es la energía total de la reacción y los ángulos φ y ζ corresponden, en el sistema de laboratorio, a los productos ligero y pesado, respectivamente.

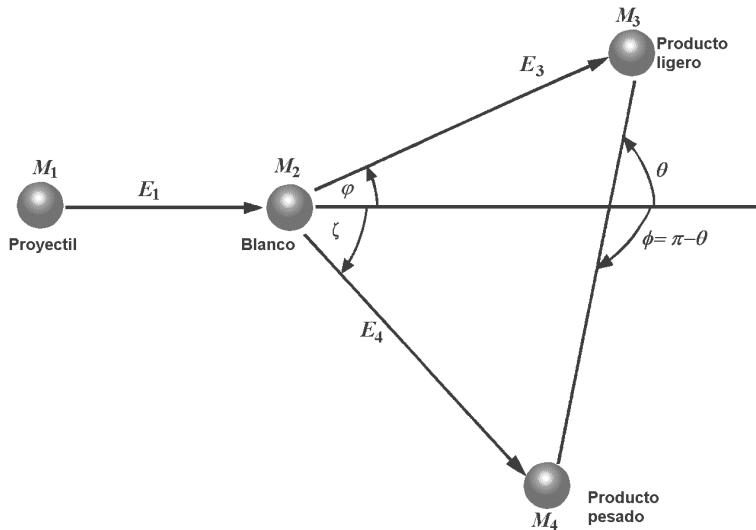


FIGURA 3-1. Representación esquemática de una reacción nuclear. Los ángulos φ y ζ están dados en coordenadas de laboratorio, mientras que θ y ϕ están dados en coordenadas del centro de masas.

Puede notarse que la energía del producto ligero, ecuación (3-3), depende principalmente de la energía de incidencia del proyectil y de la dirección en que se emite dicho producto.

3.3 Modelos teóricos de reacciones nucleares

Existen varios modelos teóricos para el cálculo de secciones eficaces que han sido incorporados en códigos de computadora. El resto de este capítulo está dedicado a describir muy brevemente algunos de ellos:

- **Modelos de penetración de barrera unidimensional**

Para fusión cerca de la barrera de Coulomb, los modelos más simples suponen que la interacción entre dos núcleos puede ser descrita por un potencial unidimensional que depende únicamente de la distancia entre los centros del proyectil y del blanco. Cada onda parcial enfrenta una barrera con altura V_ℓ compuesta por una parte nuclear, una parte Coulombiana y una parte centrífuga (figura 3-2). La fórmula cuántica de la sección eficaz de fusión σ_f puede entonces escribirse en términos de las probabilidades de transmisión $T_\ell(E)$ a través de la barrera, como:

$$\sigma_f(E) = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{\max}} (2\ell+1) T_\ell(E) P_\ell(E) \quad (3-10)$$

con
$$T_\ell(E) = \begin{cases} 1 & \ell \leq \ell_{\max} \\ 0 & \ell > \ell_{\max} \end{cases}$$

donde:

λ : Longitud de onda asintótica de De Broglie.

$P_\ell(E)$: Probabilidad de fusión de la onda ℓ con energía E , una vez penetrada la barrera.

Considerando $P_\ell(E)$ igual a 1, bajo la suposición de que una vez cruzada la

barrera ocurre la fusión y el cálculo de la sección eficaz se reduce a encontrar los valores de $T_\ell(E)$. Entre los métodos más usados para encontrar los coeficientes de transmisión están algunos que se describen más adelante.

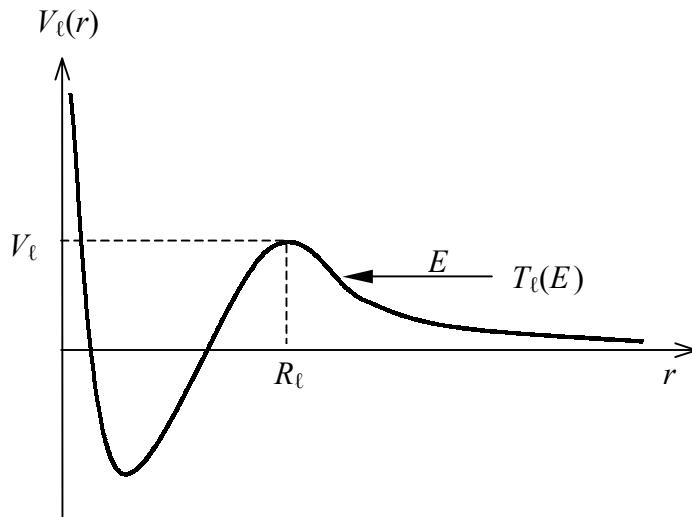


FIGURA 3-2. Representación esquemática del potencial unidimensional. R_ℓ indica la posición del máximo de la barrera V_ℓ .

a) **Modelo clásico de penetración de barrera unidimensional**

En el límite clásico, el coeficiente de transmisión es una función escalón

$$T_\ell(E) = \begin{cases} 0 & E \leq V_\ell \\ 1 & E > V_\ell \end{cases} \quad (3-11)$$

que conduce a una fórmula simple para la sección eficaz:

$$\sigma_f = \pi R_0^2 \left(1 - \frac{V_0}{E} \right) \quad (3-12)$$

donde R_0 es el radio de la barrera para las ondas $\ell=0$ con altura V_0 .

Sin embargo, esta fórmula solamente describe muy bien los datos para energías muy por encima de la barrera.

b) Método de Hill-Wheeler

Para tomar en cuenta el efecto cuántico de túnel, otro de los modelos más simples de penetración de barrera consiste en aproximar la parte más alta del potencial con una parábola invertida con curvatura $\hbar\omega_\ell$ (véase la figura 3-3), obteniéndose los coeficientes de transmisión a partir de la fórmula [Hil53]:

$$T_\ell(E) = \left[1 + \exp \frac{2\pi}{\hbar\omega_\ell} (V_{\ell m} - E) \right]^{-1} \quad (3-13)$$

donde $V_{\ell m}$ es el máximo de la barrera para la onda ℓ y E es la energía del proyectil en el sistema de centro de masas.

A partir de la condición $\frac{dV(r, \ell)}{dr} \Big|_{R_\ell} = 0$ se obtiene la curvatura

como

$$\hbar\omega_\ell = \left| \frac{\hbar^2}{\mu} \frac{d^2 V(r, \ell)}{dr^2} \right|_{R_\ell}^{1/2} \quad (3-14)$$

donde $V(r, \ell)$ es el potencial de interacción entre el proyectil y el blanco y μ es la masa reducida del sistema:

$$\mu = \frac{M_p M_b}{M_p + M_b} \quad (3-15)$$

siendo M_p y M_b la masa del proyectil y del blanco, respectivamente.

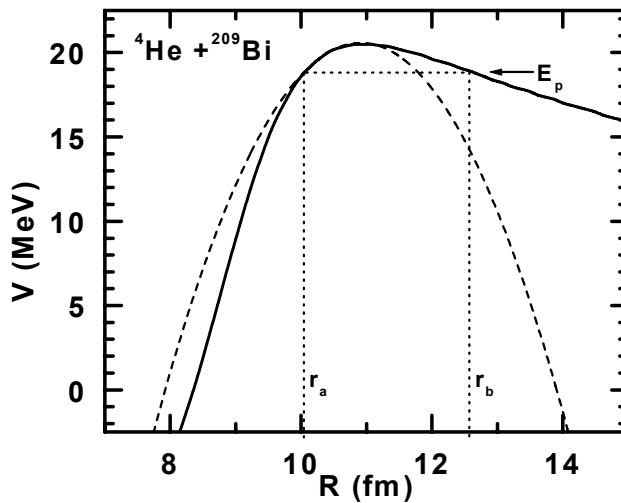


FIGURA 3-3. Aproximación del potencial total del sistema ${}^4\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ (línea continua) con una parábola (línea de guiones) en la posición del máximo (aproximación de Hill-Wheeler). En la aproximación WKB, E_p es la energía del proyectil, r_a y r_b son los puntos de retorno.

c) **Modelo de Wong**

Si suponemos que $R_\ell \approx R_0$ y $\hbar\omega_\ell \approx \hbar\omega_0$, (es decir, que la posición del máximo y la curvatura de cualquier onda ℓ sean aproximadamente las mismas que aquella onda con $\ell=0$), entonces se obtiene:

$$V_\ell = V_0 + \frac{\hbar\ell(\ell+1)}{2\mu R_0^2} \quad (3-16)$$

la cual conduce a una fórmula analítica para la sección eficaz de fusión conocida como la fórmula de Wong [Won73]:

$$\sigma_f^0(E, V_0) = \frac{\hbar\omega_0 R_0^2}{2E} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_0} (E - V_0) \right) \right] \quad (3-17)$$

d) Método WKB

Este método fue desarrollado en 1926 por G. Wentzel, H.A. Kramers y L. Brillouin (de cuyos apellidos se deriva el acrónimo WKB) y es utilizado para calcular los coeficientes de transmisión a energías abajo de la barrera Coulombiana a partir del cálculo de la interacción del proyectil al cruzar la barrera mediante las ecuaciones [Bec88]:

$$T_\ell(E) = \frac{1}{1 + e^{2K_\ell(E)}} \quad (3-18)$$

$$K_\ell(E) = \int_{r_a}^{r_b} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} |V(r, \ell) - E|} dr \quad (3-19)$$

donde r_a y r_b son llamados *puntos de retorno*, como se aprecia en la figura 3-3.

El cálculo de los coeficientes de transmisión requiere de un potencial de interacción $V(r, \ell)$ entre el proyectil y el blanco:

$$V(r, \ell) = V_C(r) + V_L(r) + V_N(r) \quad (3-20)$$

donde $V_C(r)$, $V_L(r)$ y $V_N(r)$ son los potenciales Coulombiano, centrífugo y nuclear, respectivamente.

Para una esfera homogéneamente cargada, el potencial $V_C(r)$ se expresa como:

$$V_C = \begin{cases} \frac{Z_p Z_b e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right); & r < R_C \\ \frac{Z_p Z_b e^2}{r}; & r \geq R_C \end{cases} \quad (3-21)$$

donde Z_p y Z_b son los números atómicos del proyectil y del blanco, respectivamente. El radio de Coulomb R_C se define como

$$R_C = 1.3(A_b^{1/3} + A_p^{1/3}) \quad (3-22)$$

siendo A_p y A_b las masas atómicas del proyectil y del blanco, respectivamente.

Por su parte, el potencial centrífugo es

$$V_L(r) = \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \quad (3-23)$$

En el caso del potencial nuclear $V_N(r)$, existen diferentes modelos entre los que se encuentra el potencial de Woods-Saxon (W-S). Este último es uno de los más utilizados, siendo su forma [Coh71]:

$$V_N(r) = \frac{V_0}{1 + e^{(r-R_0)/a}} \quad (3-24)$$

donde:

V_0 : Profundidad del potencial (MeV),

R_0 : Radio de la barrera, definido como $1.25A^{1/3}$ fm

a : Difusividad (generalmente se usa el valor de 0.65 fm)

Varios de los potenciales nucleares reales presentados en la literatura ofrecen la posibilidad ajustarse a través de algunas de sus variables como

los radios de los núcleos reactantes, el grosor y profundidad de la barrera y la difusividad.

• El Modelo Óptico

La interacción de dos núcleos complejos (esto es, con más de cuatro nucleones) es un problema complicado el cual el modelo óptico intenta reemplazar por un problema más sencillo: el de dos cuerpos sin estructura que interactúan a través de un potencial U , el cual en general, se supone que depende solamente de la distancia r entre los centros de masa de los núcleos, es decir, $U=U(r)$. Si en el sistema ocurren interacciones no elásticas, entonces habrá pérdida de flujo en el canal elástico y el potencial $U(r)$ deberá ser complejo. Este potencial óptico complejo se expresa como la suma de una parte real, que representa la fuerza de interacción entre los núcleos (Coulombiana y nuclear), más una parte imaginaria, que representa la absorción de flujo debido a los procesos no elásticos (fusión, transferencia, etc). Entonces [Bra89]:

$$U = V_C + V(r) + iW(r) \quad (3-25)$$

donde $V(r)$ y $W(r)$ son la parte real e imaginaria del potencial nuclear, respectivamente.

Asumiendo que el potencial nuclear es de tipo Woods-Saxon, entonces [Sat90]:

$$V(r) = -\frac{V_0}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (3-26)$$

donde:

V_0 : Profundidad del potencial

R : Radio del pozo de potencial

a : Difusividad

De la misma manera, para el potencial imaginario se puede asumir que:

$$W(r) = -\frac{W_I}{1 + e^{(r-R_I)/a_I}} \quad (3-27)$$

Si las energías se dan en MeV y las distancias en fm, el potencial V_C indicado en la ecuación (3-25), puede expresarse similarmente a la ecuación (3-21), como:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{1.4382Z_pZ_b}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right); & r < R_C \\ \frac{1.4382Z_pZ_b}{r}; & r \geq R_C \end{cases} \quad (3-28)$$

En el uso del Modelo Óptico, un conjunto de valores de los seis parámetros libres V , R , a , W_I , R_I y a_I , puede predecir los mismos valores de σ que otro conjunto de diferentes valores de esos mismos parámetros. A esta particularidad se le conoce como *ambigüedad*. Para varios casos esta situación ha sido resuelta [Bra89, Bra97], especialmente a energías alrededor de 70 MeV.

En el Capítulo 7 se presentan cálculos hechos con este modelo.

• El código CCDEF

El código CCFUS, predecesor del CCDEF, fue desarrollado por C. H. Dasso y S. Landowne [Das87] y posteriormente modificado por J. Fernández-Niello, *et al.* [Fer89] bajo el nombre con que se le conoce actualmente. En su primera versión, el código fue usado para calcular secciones eficaces de fusión, a través del acoplamiento de estados excitados inelásticos vibracionales y procesos de transferencia al estado base.

En la aproximación usada por este código, el efecto de acoplamiento es reemplazar la barrera $V(r)$ por un conjunto de barreras $V(r)+\lambda_m(r)$ que enfrentarán el flujo entrante. La transmisión total está dada por un promedio pesado de las funciones de transmisión para cada barrera efectiva [Agu90]:

$$T = \sum_m |U_{m0}|^2 T[E, V(r) + \lambda_m(r)] \quad (3-29)$$

Los factores de peso U_{m0} y la modificación de la barrera λ_m dependen de los parámetros de deformación de los estados excitados β_λ , a través de la intensidad de acoplamiento:

$$\begin{aligned} F_{\text{inel}} &= F_N + F_C \\ F_N &= -\frac{\beta_\lambda R}{\sqrt{4\pi}} \frac{dV}{dr} \\ F_C &= \frac{\beta_\lambda R}{\sqrt{4\pi}} \left[\frac{3Z_p Z_b e^2}{(2\lambda+1)r^2} \left(\frac{R}{r} \right)^{\lambda-1} \right] \end{aligned} \quad (3-30)$$

donde Z_p , Z_b son los números atómicos del proyectil y del blanco, respectivamente, λ es la multipolaridad de la transición y el radio nuclear R se calcula como [Agu90, Fer89]:

$$R_{p,b} = 1.233 A_{p,b}^{1/3} - 0.978 A_{p,b}^{-1/3} \quad \text{fm} \quad (3-31)$$

La sección eficaz de fusión tiene entonces la siguiente expresión:

$$\sigma_f = \sum_m |U_{m0}|^2 \sigma_f^0(E, V_0 + \lambda_m) \quad (3-32)$$

donde $\sigma_f^0(E, V_0 + \lambda_m)$ se obtiene mediante la fórmula de Wong (ecuación 3-17).

Desde la versión inicial, CCDEF incluye también el cálculo de secciones eficaces de fusión sin acoplamiento, es decir, mediante el modelo BPM, usando la aproximación de Hill-Wheeler (ecuación 3-13). Otra de las modificaciones de este código es la opción de incluir deformaciones estáticas cuadrupolares y hexadecapolares, tanto del proyectil como del blanco.

El archivo de datos de entrada del código tiene la siguiente estructura:

A_p	Z_p	A_b	Z_b	dV	fcc	β_{2p}	β_{4p}	β_{2b}	β_{4b}
E_{min}	E_{max}	dE							
NE	NC								
β_λ	λ		E_i						
F_c	E_x								

donde A_p , Z_p , A_b , Z_b tienen el mismo significado hasta ahora manejado; dV es el parámetro libre del modelo usado para adecuar la profundidad del potencial nuclear (el intervalo típico es $-10 \text{ MeV} < dV < 10 \text{ MeV}$). fcc indica la intensidad del acoplamiento (0: diagonalización del acoplamiento en la posición de la barrera r_b , 1: recomendada para acoplamientos fuertes, el cálculo toma en cuenta el carácter exponencial del factor de forma); β_{2p} , β_{4p} , β_{2b} , β_{4b} son las deformaciones estáticas cuadrupolar y hexadecapolar del proyectil y del blanco, respectivamente; E_{min} , E_{max} y dE indican que las secciones eficaces serán calculadas desde la energía E_{min} hasta E_{max} (en MeV, en el sistema de centro de masas) con incrementos dE ; NE indica el número total de estados excitados inelásticos a considerar en los cálculos; NC es el número de estados excitados que serán incluidos en los cálculos de transferencia; β_λ , λ y E_i son el parámetro de deformación, la multipolaridad (con signo – para el proyectil y con signo + para el blanco) y el valor Q de

los NE estados excitados involucrados; F_c es la intensidad⁶ del acoplamiento del estado excitado con energía E_x . La penúltima y última líneas se repiten NE y NC veces, respectivamente. En el Capítulo 7 se presentan cálculos con este código utilizando diferentes grados de libertad del sistema ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$.

3.4 El programa Fresco

- **Introducción**

Fresco es un programa de computadora escrito por I.J. Thompson [Tho88] que utiliza canales acoplados para calcular interacciones entre cualquier número de particiones de masa y cualquier número de excitaciones nucleares en cada partición.

El cálculo más simple que puede realizarse con Fresco es la aplicación del Modelo Óptico estándar en el que la interacción entre el proyectil y el blanco se describe en términos de un potencial complejo, cuya parte imaginaria incluye la pérdida de flujo del canal elástico que va hacia cualquier otro canal. La sección diferencial elástica se evalúa a través de la ecuación

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta)|^2 \quad (3-33)$$

donde $f(\theta)$ es la amplitud de dispersión.

La cantidad $v|f(\theta)|^2 / R^2$ representa el flujo de partículas elásticamente dispersadas por el blanco a un ángulo θ , con velocidad asintótica v . Lo anterior se obtiene de la expresión para la función de onda de dispersión cuya forma asintótica es [Mor02]:

$$\Psi(\mathbf{K}, \mathbf{R}) \rightarrow e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{R}} + f(\theta) \frac{e^{iKR}}{R} \quad (3-34)$$

⁶ Con frecuencia se utiliza el término en inglés, *strength*.

donde **K** denota el momento lineal del proyectil incidente en el sistema de centro de masas y **R**, la coordenada relativa entre el proyectil y el blanco. Esto se calcula resolviendo la ecuación de Schrödinger para el potencial complejo $U(R)$:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U(R) - E \right] \Psi(\mathbf{K}, \mathbf{R}) = 0 \quad (3-35)$$

donde μ es la masa reducida y E es la energía en el sistema de centro de masas:

$$E = \hbar^2 K^2 / 2\mu \quad (3-36)$$

En el Apéndice A se describen los archivos de entrada y salida de este programa.

4

El Sistema Dual Superconductor TwinSol

4.1 Introducción

El “TwinSol” (del inglés *Twin*, gemelo y *Sol*, apócope de *solenoid*, solenoide) es un aparato, único en su tipo, construido para desarrollar investigación con haces nucleares a bajas energías (hasta unas decenas de MeV). Instalado en el Laboratorio de Estructura Nuclear de la Universidad de Notre Dame, Estados Unidos de América. Este moderno sistema (véase la figura 4-1) es usado para producir, colectar, transportar, enfocar y analizar haces nucleares ya sean radiactivos o estables. El TwinSol, acoplado al acelerador FN Tandem Van de Graaff de 10 MV, es utilizado para estudiar reacciones nucleares involucradas en procesos astrofísicos. El sistema TwinSol, modelo IPS-100, de la Universidad de Notre Dame, fue manufacturado por Cryomagnetics, Inc. e instalado bajo el financiamiento conjunto entre la Universidad de Michigan, la Universidad de Notre Dame y National Science Foundation. El sistema TwinSol representa la tercera generación de solenoides superconductores, cuyo concepto inicial fue el espectrómetro dual superconductor de IPN en Orsay, Francia [Bec96].

4.2 Diseño

El TwinSol consta de dos grandes solenoides superconductores colocados

a una distancia de 4 m uno del otro. Con una corriente de 100 amperes, cada solenoide produce un campo magnético central máximo de 6 teslas y un campo axial integral $\int B dl = 3.8 \text{ T}\cdot\text{m}$.

Cada solenoide tiene 98 cm de longitud y un diámetro interior de 30 cm, el cual resulta ligeramente mayor que el diámetro externo del tubo que transporta el haz [Lee96, Lee99]. Los imanes, por estar montados sobre rieles de aluminio tienen independencia de otros componentes del sistema y pueden ser desplazados longitudinalmente, dependiendo del experimento que se requiera desarrollar. Debido a los campos magnéticos de ambos solenoides, la mínima separación entre ellos debe ser de unos 2 metros. Cada magneto consta de 10 espiras concéntricas de alambre de NbTi que en conjunto forman un solenoide de 60 cm de longitud con diámetros interior de 18 cm y diámetro exterior de 21 cm. Las espiras están suspendidas en el interior de un crióstato de aluminio con capacidad para 290 litros de helio líquido. La superficie externa de dicho crióstato se encuentra aislada térmicamente con nitrógeno líquido a 80ºK, mientras que la superficie interna está aislada con vapor de helio⁷ a 20ºK.

El separador electrostático de alto voltaje (lente ELCO) que tiene el TwinSol facilita una buena separación de los productos de la reacción entre el haz y el blanco primario. Las guías retráctiles minimizan la pérdida de helio hasta 0.17 litros por hora, lo cual permite operar el sistema hasta por 40 días continuos sin recargar refrigerante.

Antes de iniciar cualquier proceso de bombardeo, el sistema es evacuado usando una bomba turbomolecular hasta alcanzar un vacío de 1×10^{-5} torr y enseguida una bomba criogénica hasta un vacío máximo de 1×10^{-7} torr. Para evitar la entrada excesiva de humedad y elementos ligeros contenidos

⁷ Los puntos de ebullición del nitrógeno y del helio son 77.35ºK y 4.21ºK, respectivamente.

en el aire atmosférico que dificultan alcanzar un buen vacío, conviene admitir nitrógeno gaseoso antes de abrir cualquiera de las cámaras.

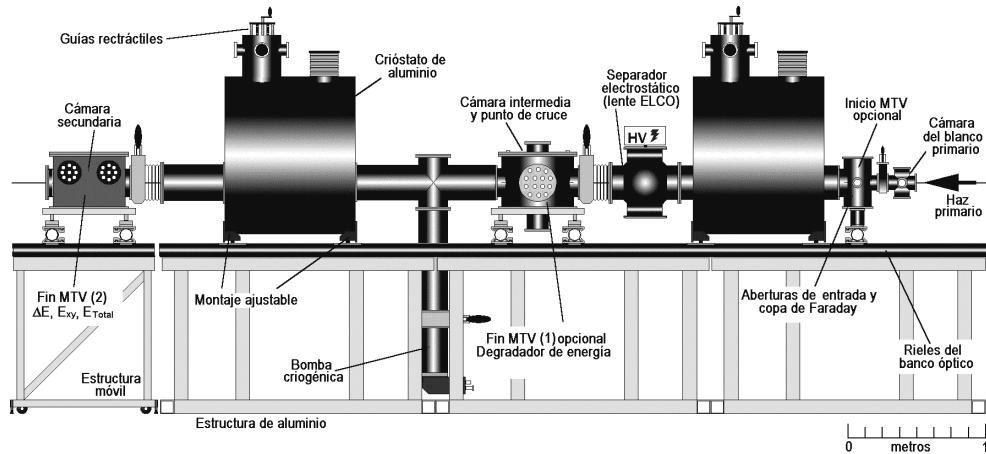


FIGURA 4-1. Vista lateral del sistema dual superconductor TwinSol de la Universidad de Notre Dame [Lee96].

La cámara secundaria tiene una tapa móvil fabricada en acero inoxidable con graduación interior para facilitar la ubicación de los detectores. Esta cámara tiene también dos ventanas laterales (figura 4-2) de poliéster de alta densidad con el propósito de verificar visualmente la posición de los detectores y el blanco. También a través de una de estas ventanas se efectúan las conexiones entre los detectores en el interior de la cámara y el resto de la electrónica del experimento.

La producción de un haz secundario y su enfoque sobre el blanco de interés comienza haciendo incidir el haz primario procedentes del acelerador sobre el blanco primario colocado en la cámara del blanco primario. Tras la reacción de producción, el haz secundario es colimado y entra al primer solenoide superconductor el cual, actuando como una lente gruesa, enfoca el haz sobre el centro de la cámara intermedia. A continuación, el haz entra al segundo solenoide el cual también lo enfoca, ahora sobre el blanco

secundario colocado en el centro de la cámara secundaria. Es en esta cámara donde se produce la reacción cuyos productos son medidos.

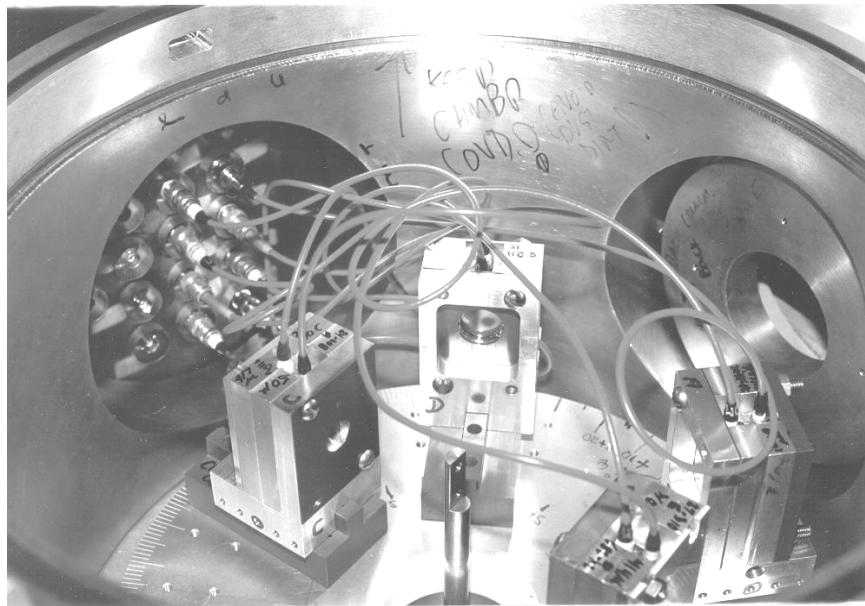


FIGURA 4-2. Vista del interior de la cámara secundaria del sistema TwinSol en la que pueden apreciarse cuatro detectores telescopicos y su acoplamiento electrónico con el exterior. Al centro se observa un vástago que puede ser rotado y/o desplazado verticalmente, sobre el cual se monta el blanco secundario.

4.3 Modos de operación

El sistema TwinSol puede ser operado en dos modos diferentes (figura 4-3), dependiendo de las necesidades experimentales: *modo de haz paralelo* y *modo de haz cruzado*. El primero se usa para el estudio de iones con alta rigidez magnética (masa grande y bajo estado de carga). El segundo ofrece varias ventajas [Lee96] sobre el primero: a) presenta una pequeña área de enfoque y mayor blindaje a la radiación entre los dos solenoides, b) en el punto de cruce pueden colocarse diferentes dispositivos útiles como

detectores para medir el tiempo de vuelo⁸ (TOF, por sus siglas en inglés) de ciertas partículas o detectores sensibles a la posición (PSD, por sus siglas en inglés) para hacer un seguimiento del haz.

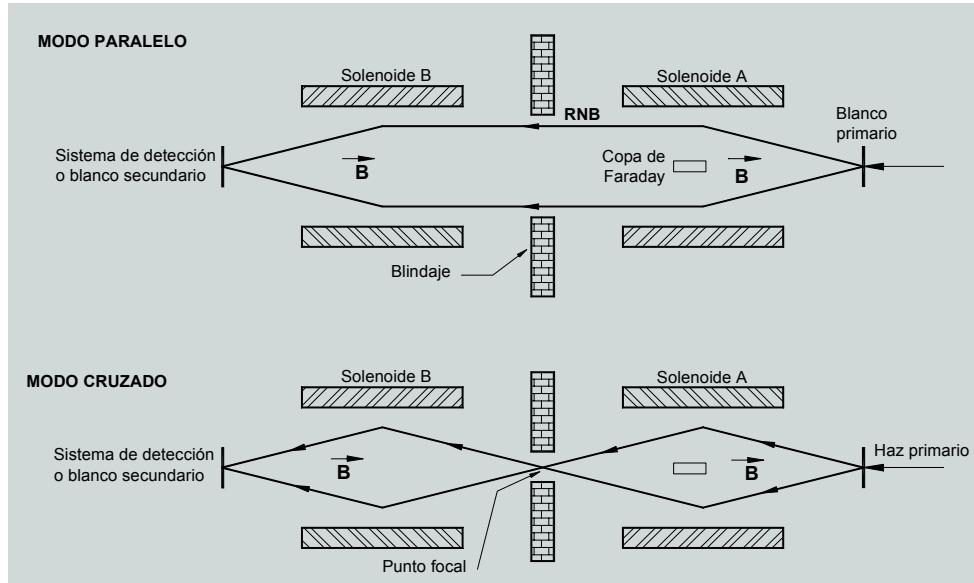


FIGURA 4-3. Modos de operación (haz cruzado y haz paralelo) del sistema superconductor TwinSol. El vector \mathbf{B} representa el campo magnético [Lee96].

⁸ En haces pulsados con duración de ~3 ns acoplados con tiempos de vuelo típicos de 200 ns sobre los casi 6 m de distancia entre las dos cámaras, implican una resolución en energía de aproximadamente 1%, es decir, 200 keV para un haz de 20 MeV.

5

Desarrollo Experimental

5.1 Producción del haz radiactivo de ${}^6\text{He}$ y detección de partículas α

En estos dos experimentos se utilizó un haz primario de ${}^7\text{Li}^-$ (con abundancia del 92%) producido —a 30.5 MeV en el primero y a 27.5 MeV en el segundo—, en el acelerador Tandem FN de la Universidad de Notre Dame. Con un imán selector (imán de 90°) el haz primario fue deflectado en ángulo recto con el objeto de seleccionar la carga y remover del haz la mayoría de iones que no eran ${}^7\text{Li}$ y considerados contaminantes del haz. A continuación, el haz fue enfocado sobre un blanco primario enfriado con el gas contenido dentro de una ventana de Havar de 2 μm de entrada. La celda de 2.5 cm de longitud estaba llena con helio gaseoso a presión de 1 atmósfera con el objeto de enfriar una delgada lámina de 12 μm de ${}^9\text{Be}$ (blanco primario) en el cual se produjeron los iones de ${}^6\text{He}$ mediante la reacción de *stripping* ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{B}$. La corriente del haz primario⁹ fue

⁹ El acelerador Tandem de la Universidad de Notre Dame, puede entregar hasta 5 μA de haz primario.

de 300 pnA obteniéndose un haz secundario máximo de 10^5 iones de ${}^6\text{He}$ por cada segundo.

Los solenoides del sistema TwinSol, operado en modo de haz cruzado, se utilizaron como lentes gruesos para colectar, limpiar y enfocar el haz secundario sobre el blanco consistente en una delgada capa de 3.2 mg/cm^2 de bismuto natural (${}^{209}\text{Bi}$) evaporada sobre un soporte de $100 \mu\text{g/cm}^2$ de polietileno y todo esto colocado dentro de la cámara secundaria de ese sistema superconductor (figura 4-2). El flujo del haz secundario y su posición sobre el blanco fueron calibrados insertando en la posición del blanco un detector sensible a la posición, antes de lo cual la intensidad del haz primario se redujo en tres órdenes de magnitud. Al incidir el haz secundario sobre el blanco de bismuto produjo una pequeña mancha de 5 mm FWHM (*full width at half maximum*) como puede observarse en la figura 5-1.

La detección de los eventos de la reacción, las partículas dispersadas elásticamente y aquellos iones que por tener la misma rigidez magnética¹⁰ que el ${}^6\text{He}$ no pudieron ser removidos del haz, se hizo mediante un arreglo de 10 detectores de barrera superficial (ver Apéndice B) de oro-silicio-aluminio marca EG&G Ortec, colocados a varios ángulos alrededor del blanco (figuras 5-2 y 5-3). Todos los detectores, incluyendo un PSD, fueron arreglados por pares formando un telescopio: un detector delgado al frente (denotado ΔE) seguido por uno grueso (denotado como E). La tabla 5-1 presenta las principales características de los detectores utilizados.

¹⁰ La rigidez magnética de una partícula cargada se calcula como $\rho = mE/q^2$, donde m , E y q son la masa, la energía y la carga de la partícula, respectivamente.

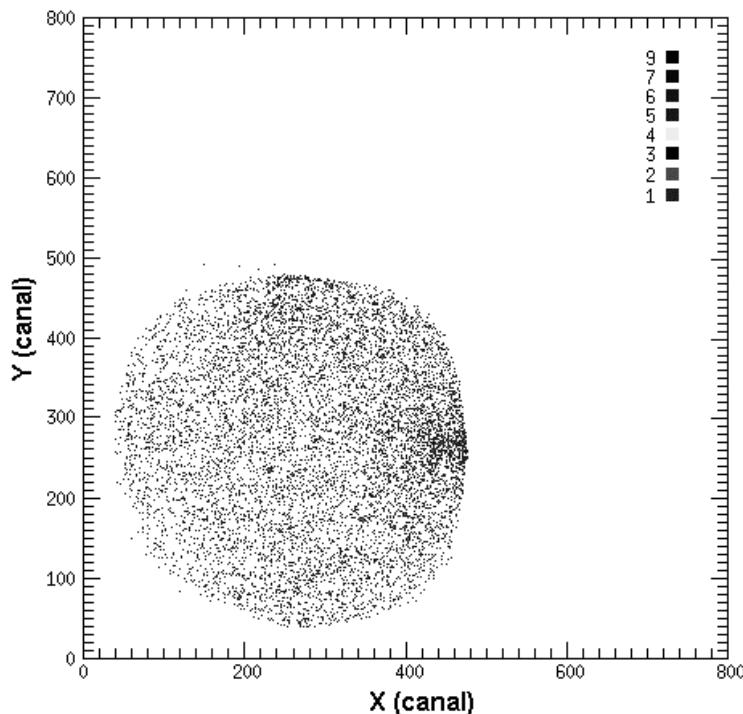


FIGURA 5-1. Imagen del haz de ${}^6\text{He}$ con el detector PSD en la posición del blanco (corrida número 8). Para evitar daños al detector, la intensidad del haz fue disminuida en tres órdenes de magnitud. La imagen fue tomada del programa Damm.

La contaminación del haz secundario con iones de la misma rigidez magnética del ${}^6\text{He}$ se redujo colocando una lámina Havar de $8 \mu\text{m}$ de espesor en el punto de cruce entre los dos solenoides. Para que los contaminantes remanentes del haz tuvieran aproximadamente la misma rigidez magnética del proyectil principal de ${}^6\text{He}$ con energía E , las energías de éstos debieron ser: protones y alfas, $\frac{3}{2}E$; deutones, $\frac{3}{4}E$; tritones, $\frac{1}{2}E$ y ${}^7\text{Li}^{2+}$, $\frac{6}{7}E$.

Los contaminantes mencionados fueron identificados mediante técnicas de medición de tiempo de vuelo, usando la diferencia de tiempo entre la ocurrencia de la reacción secundaria y el pulso de radiofrecuencia producido en el pulsador del haz. Una resolución en tiempo menor a 3 ns FWHM, resultó suficiente para separar los iones de ${}^6\text{He}$ de todos los demás contaminantes, excepto los ${}^3\text{H}$ (tritones) que por tener la misma relación masa a carga, tienen la misma velocidad que los iones ${}^6\text{He}$.

Al notarse que podían existir partículas α producidas por la reacción entre proyectiles de ${}^3\text{H}$ y el blanco¹¹ que cayeran dentro de la región en que se producen los eventos provenientes de la reacción ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ de interés, se corrió un experimento separado usando un haz de ${}^3\text{H}$ con energía igual a la mitad de la utilizada para el ${}^6\text{He}$, con objeto de separar los eventos producidos por ambas reacciones. Sin embargo, como resultado de ese experimento, no se observaron eventos en la región de interés.

¹¹ La reacción ${}^{209}\text{Bi}({}^3\text{H}, {}^4\text{He})$ tiene un valor Q de 16.0 MeV.

TABLA 5-1. Principales características de los detectores de barrera superficial utilizados. Para los detectores A, D y PSD (experimento 1), el ángulo sólido fue calculado considerando la apertura del detector delgado y su distancia al blanco, mientras que para los demás detectores se consideró la apertura y distancia del colimador.

Detector	Área (mm ²)	Espesor (μm)	Voltaje de operación (HV)	Distancia al blanco (cm)	Ángulo sólido, Ω (sr)
Experimento 1					
E_A	600	1009.0	240.0	13.15	0.02602
ΔE_A	450	19.2	12.5		
E_B	600	414.0	135.0	7.15	0.04704
ΔE_B	300	49.8	45.0		
E_C	600	417.0	213.0	7.15	0.04704
ΔE_C	300	48.5	30.0		
E_D	600	1016.0	234.0	13.15	0.02602
ΔE_D	450	17.8	11.5		
E_{PSD}	450	230.0	235.0	13.15	0.02602
ΔE_{PSD}	450	24.4	14.0		
Experimento 2					
E_A	600	417	113.0	14.0	0.01298
ΔE_A	300	51.9	36.0		
E_B	600	414	125.0	14.0	0.01298
ΔE_B	300	49.8	38.5		
E_C	600	1016	230.0	14.0	0.01298
ΔE_C	300	48.5	22.0		
E_D	600	1009	230.0	14.0	0.01298
ΔE_D	300	230.0	36.0		
E_{PSD}	1" × 1"	57.2	230.0	14.0	0.01298
ΔE_{PSD}	300	24.3	14.0		

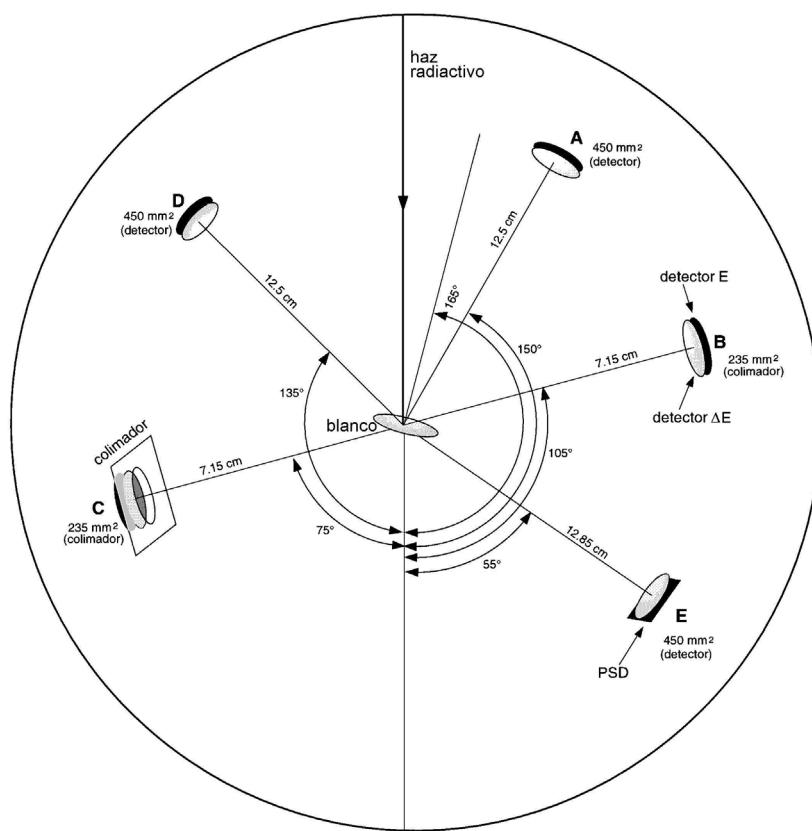


FIGURA 5-2. Arreglo de detectores de barrera superficial (colocado en la cámara secundaria del sistema superconductor TwinSol) para detección de partículas α en la reacción ${}^6\text{He}$ sobre ${}^{209}\text{Bi}$.

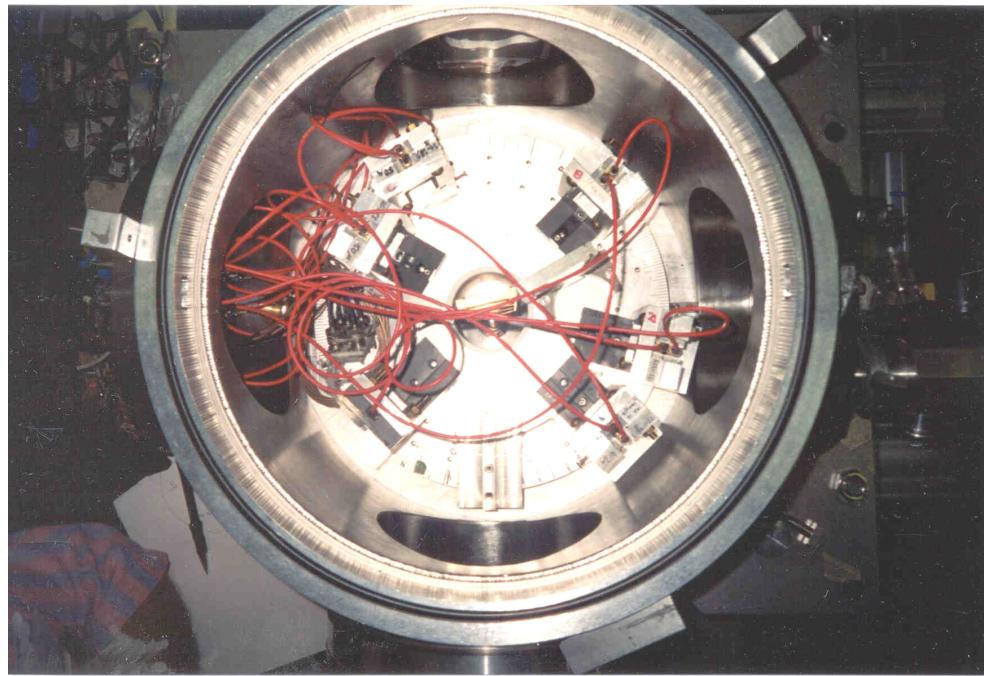


FIGURA 5-3. Vista superior de la cámara secundaria del sistema TwinSol construida en acero inoxidable. En la parte superior central puede apreciarse el orificio por donde el haz llega hasta el blanco secundario colocado al centro de la cámara.

5.2 Adquisición de datos

Durante los experimentos, la adquisición de datos se efectuó con un sistema CAMAC – VME [Cuk96] acoplado a una computadora marca Digital, modelo DEC Station 5000/40. Los archivos con la información sin procesar se almacenaron evento por evento (en archivos con formato ***.ldf**) en disco duro y con respaldo en cintas magnéticas de 4 mm.

El sistema de adquisición de datos consta de tres principales elementos:

- a) El sistema CAMAC sostiene los módulos que reciben los datos procedentes del sistema de detección.
- b) El procesador VME accesa datos del CAMAC a través de un cable y los conduce hasta la computadora, ya sea por red o mediante conexión directa.
- c) La computadora, como pieza principal del sistema de adquisición de datos, proporciona el software para la adquisición, procesamiento y visualización de los datos. Actualmente, en la Universidad de Notre Dame hay dos estaciones de trabajo con capacidad para desarrollar esta función: *maxwell.phys.edu.nd* y *curie.phys.edu.nd*. La adquisición de datos es controlada por el manejador “Pacman II Orphas”, abreviado Pacman.

5.3 Duración de los experimentos y energías investigadas

Los experimentos tuvieron una duración de 9 y 10 días, respectivamente. En cada uno de ellos se produjeron varias corridas con diferente duración. En la tabla 5-2 se presentan las diferentes corridas y la posición de los detectores en cada una de ellas. En el primer experimento se comenzó bombardeando con un haz de ${}^6\text{He}$ a 22.5 MeV (energía ligeramente arriba de la barrera). Insertando una película de Mylar de 6.54 mg/cm^2 ($50.8 \mu\text{m}$) se disminuyó la energía del haz a 19.0 MeV (debajo de la barrera), previamente reportado [Agu00]. En el segundo experimento, se comenzó el bombardeo a 19.2 MeV. Al insertar una película de polipropileno de 2.46 mg/cm^2 se disminuyó la energía del haz hasta 17.9 MeV. Las siguientes energías, 16.2 y 14.7 MeV, se alcanzaron insertando un absorbedor de Mylar (similar al utilizado en la primera etapa) y dos absorbedores juntos (Mylar + polipropileno), respectivamente. Tanto el espesor del blanco de ${}^{209}\text{Bi}$, como el espesor del soporte de polietileno y los espesores de los absorbedores (degradadores de energía) de polipropileno y de Mylar se determinaron en

diferentes experimentos mediante medición de pérdida de energía usando fuentes emisoras alfa (véase el Apéndice C).

TABLA 5-2. Posición de los detectores durante los experimentos. Las corridas que aportaron información para el cálculo de la sección eficaz se hicieron con haz pulsado para tener señal de tiempo de vuelo, requerido para separar los eventos de interés. El haz continuo (corridas 9 – 71) se utilizó para propósitos de calibración de detectores y enfoque del haz.

E_{lab} (MeV)	Corridas	Posición de los detectores (grados)					Q_{live} (cuentas)
		A	B	C	D	PSD	
22.5	9 – 27	150	105	75	35	25,35,45,55	699,772
	32 – 40 ^a	150	45		120	45	386,320
	42 – 53 ^a	150	45		120	45	506,908
	54 – 71 ^a	150	45		120	25,35,45	668,757
	74 – 82	150	120		45	45	522,630
	83 – 96 ^a	150	105	75	135	45	427,715
	97 – 127	150	105	75	135	45	977,915
19.0	128 – 144 ^b	150	105	75	135	45	580,858
19.2	1046 – 1057	120	150	135	105	45	2,883,072
17.9	1058 – 1066 ^c	120	150	135	105	45	6,590,750
16.2	1067 – 1077 ^b	120	150	135	105	45	4,529,081
14.7	1078 – 1084 ^{b,c}	120	150	135	105	45	3,798,636

^a Bombardeos usando blanco de polietileno, ^b Se usó degradador de Mylar, ^c Se usó degradador de polipropileno.

6

Análisis de Datos Experimentales

6.1 Introducción

Los análisis de los datos experimentales se efectuaron en la computadora marca Hewlett Packard, modelo HP-9000, del Departamento del Acelerador (ININ) y en la computadora marca Digital, modelo DEC Station 5000/40 del Laboratorio de Estructura Nuclear de la Universidad de Notre Dame. Se utilizaron los programas Scanu y Damm, escritos en lenguaje Fortran e integrantes del paquete UPAK [Mil01]. Scanu se utiliza en el procesamiento de datos en bloques de corridas con características establecidas por el usuario, mientras que Damm permite la visualización y manejo de los datos previamente procesados con Scanu. En el segundo experimento se utilizaron versiones modificadas de Scanu (llamada Scanor) y Damm.

6.2 Barrido de Datos

El barrido¹² de los datos se realiza con el programa Scanu el cual debe ser previamente ligado a una subrutina llamada `hissub`. Esta subrutina,

¹² Se utiliza comúnmente el término en inglés, *scanning*.

escrita por W.T. Milner [Mil01] se presenta en el paquete UPAK y puede ser modificada de acuerdo a las necesidades del usuario. En ella se definen los histogramas que se requieren para un experimento dado, asignándoles nombre, número de canales de cada uno de sus ejes y el contenido. La subrutina hissub contiene también las ecuaciones de calibración de cada detector con las cuales una posición cualquiera sobre el espectro puede ser transformada a unidades de energía. Al terminar el barrido, Scanu almacena la información en archivos nombrados por el usuario y con extensión “*.his”.

6.3 Visualización de histogramas y marcado de eventos

Los histogramas creados con Scanu (archivos *.his) pueden ser vistos en la pantalla de la computadora utilizando el programa Damm, el cual presenta gráficas a colores o en escala de grises y con escalas ajustables ya sea lineales o logarítmicas. Damm permite al usuario trazar (en el sentido de la manecillas del reloj) líneas poligonales de forma arbitraria para encerrar cualquier grupo de eventos. Sobre histogramas bidimensionales, estas líneas cerradas constituyen compuertas, las cuales por su forma, son llamadas en inglés, *banana gates*. Hasta 880 compuertas, formadas por un máximo de 63 puntos cada una, pueden ser almacenadas en un mismo archivo con extensión “*.ban”. Sobre cualquier grupo marcado con una compuerta, puede obtenerse la suma de evento y su proyección sobre cualquiera de los ejes, pudiendo con esto encontrar la energía máxima y mínima, el ancho y el centroide del grupo. Las proyecciones pueden ser almacenadas en archivos con extensión “*.spk” para su posterior manejo con Damm o convertirlas a formato ASCII.

La figura 6-1 muestra un espectro típico tomado a 22.5 MeV y 135° (corridas 97 – 127 de la tabla 5-2). El grupo de eventos encerrados en la banana corresponde a partículas alfa producidas en la reacción entre el proyectil y el blanco.

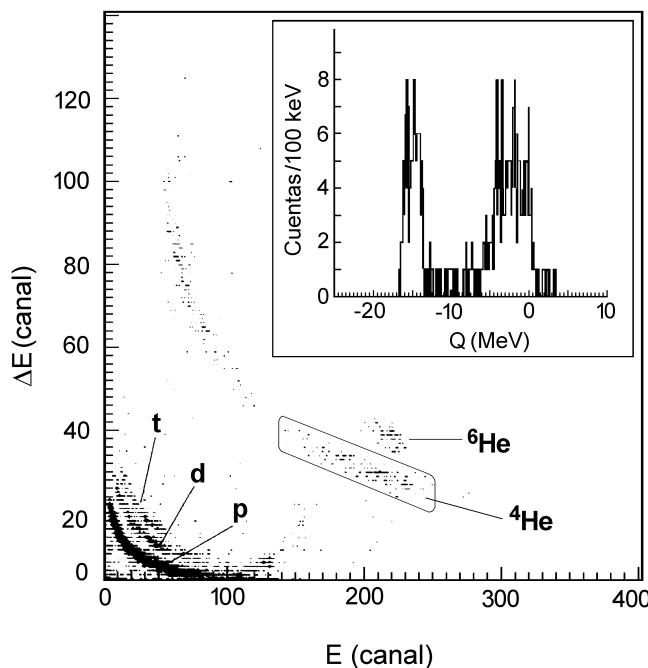


FIGURA 6-1. Espectro ΔE vs. E_{total} tomado a $\theta_{\text{lab}}=135^\circ$ y energía de laboratorio de 22.5 MeV. La calibración en el eje horizontal es 80 keV/canal. El recuadro presenta una proyección en energía del grupo de ^4He encerrado en la compuerta. En esta proyección, la energía ha sido referida al valor Q del grupo de ^6He dispersado elásticamente.

En esta misma figura pueden observarse también un grupo de ^6He , correspondientes a proyectiles dispersados elásticamente. En la parte inferior izquierda se observan un grupo **t** de tritones (^3H), un grupo **d** formado por deuterones (^2H) y un grupo **p** de protones. La cola de baja energía del grupo de ^4He corresponde a un grupo de partículas α producidas por la reacción entre el haz y el soporte de polietileno del blanco, como se determinó a través de un experimento separado (corridas 32–71 y 83–96) bombardeando un soporte de polietileno de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ similar al soporte del blanco principal de ^{209}Bi . Este grupo de eventos se encuentra suficientemente

separado del grupo de ${}^4\text{He}$ de interés. El rectángulo en la esquina superior derecha de la figura 6-1 muestra una proyección sobre el eje E_{total} del grupo de ${}^4\text{He}$ encerrado en la banana sobre el espectro bidimensional.

6.4 Compuertas en el tiempo

Como se mencionó en el capítulo anterior, los contaminantes remanentes del haz se identificaron mediante técnicas de medición de tiempo de vuelo. Para esto se debe identificar y separar todas aquellas partículas que alcanzan cualquiera de los detectores al mismo tiempo que los iones de ${}^6\text{He}$ dispersados elásticamente en el blanco, asegurándose así que esas partículas fueron producidas en el blanco y no viajaban formando parte del haz secundario. Esto se lleva a cabo separando los grupos de eventos con compuertas en el tiempo, de las cuales pueden usarse dos tipos:

- **Compuertas incluyentes**

Estas compuertas seleccionan solamente los eventos de interés para el usuario, permitiendo desechar todo lo que no se encuentre dentro de ellas. Las compuertas incluyentes se establecen de la siguiente manera:

- a) Con el programa Scanu ligado a una subrutina hissub sin compuertas, se efectúa un primer barrido de los datos experimentales.
- b) Usando el programa Damm se despliega el espectro bidimensional ΔE vs. E_{total} (de cada detector) obtenido durante el barrido anterior (figura 6-2) y se marca una compuerta alrededor del grupo de partículas de ${}^6\text{He}$ dispersadas elásticamente. Se asigna un número a la compuerta marcada y se guarda en un archivo.
- c) Se modifica la subrutina hissub agregando instrucciones para que Scanu construya e identifique histogramas de energía vs. tiempo que incluyan únicamente los eventos que estén dentro de la compuerta marcada en el paso anterior. Se liga la subrutina al programa Scanu, se declara el archivo que contienen las compuertas y se repite el barrido.

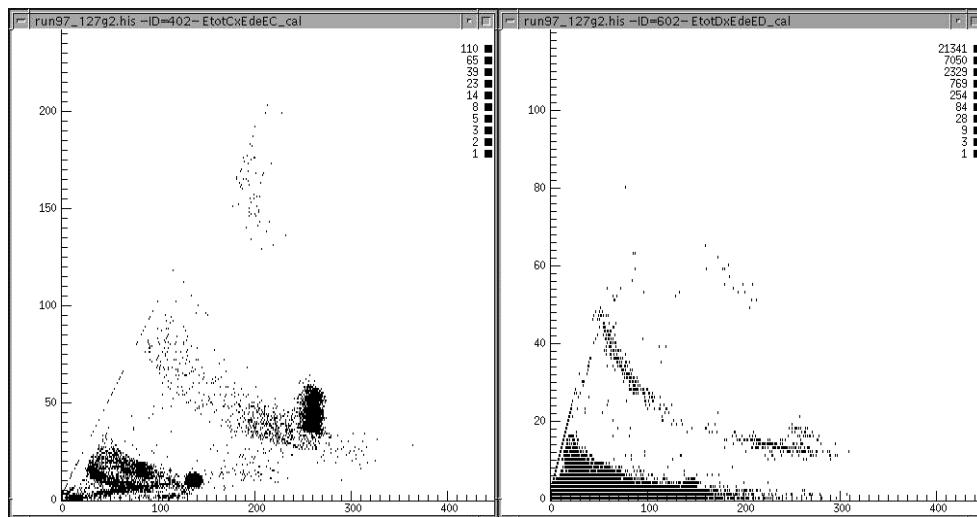


FIGURA 6-2. Espectros ΔE vs. E_{total} a 22.5 MeV registrados en los detectores C (izquierda) y D (derecha), después del primer barrido y antes de marcarles compuertas en energía. La calibración en el eje horizontal es 80 keV/canal. Las figuras fueron tomadas directamente del programa Damm.

- d) En los espectros de energía vs. tiempo resultantes aparecerán solamente aquellos eventos producidos por partículas que llegaron aproximadamente con el mismo tiempo que los proyectiles de ${}^6\text{He}$. Sobre tales espectros se establecen compuertas en el tiempo, las cuales deben tener aproximadamente la misma anchura y cubrir todo el intervalo de energía donde existan eventos (figura 6-3). En esa figura puede observarse que, en el intervalo de tiempo registrado por los detectores caben tres pulsos de haz, los cuales deben ser considerados. De lo contrario, en los espectros resultantes se introducirán eventos producidos con partículas que llegaron fuera del tiempo de nuestro interés.

- e) Se procede de forma similar al inciso (c) anterior, pero esta vez programando la construcción de histogramas ΔE vs. E_{total} usando las compuertas en el tiempo definidas en el paso (d).
- f) Los nuevos histogramas tendrán el mismo aspecto de aquellos obtenidos con el primer barrido pero esta vez con menos eventos en cada grupo de partículas (figura 6-4). Con el programa Damm, sobre estos espectros se marcan los grupos de interés y se suma el total de eventos contenidos en cada uno. Estos números serán utilizados en el cálculo de la sección eficaz.

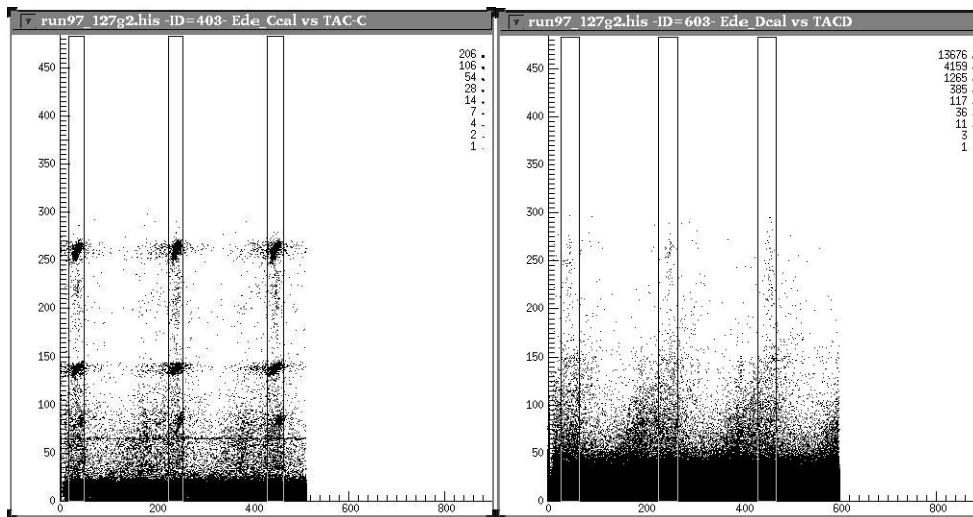


FIGURA 6-3. Espectros E_{total} vs. tiempo con compuertas incluyentes en el tiempo a 22.5 MeV registrados en los detectores C (izquierda) y D (derecha) después del barrido con compuertas en energía. El eje vertical está dado en canales, mientras que el eje horizontal está dado en ns. Las figuras fueron capturadas directamente del programa Damm.

• Compuertas excluyentes

Este tipo de compuertas desecha los eventos que no son de interés para el cálculo de la sección eficaz. Se construyen de la siguiente manera:

- a) Se procede similarmente a los incisos (a) – (c) del caso anterior.
- b) Sobre los espectros de energía *vs.* tiempo obtenidos en el paso anterior, definir el centroide y el ancho (ambos en nanosegundos) de cada grupo de eventos que aparecen en los histogramas. El ancho de cada grupo debe ser el mismo.
- c) El límite inferior de la primera compuerta será el valor del centroide del primer grupo más su anchura. El límite superior de la primera compuerta será igual al centroide del segundo grupo menos su anchura.
- d) Se procede de manera similar para las compuertas restantes.

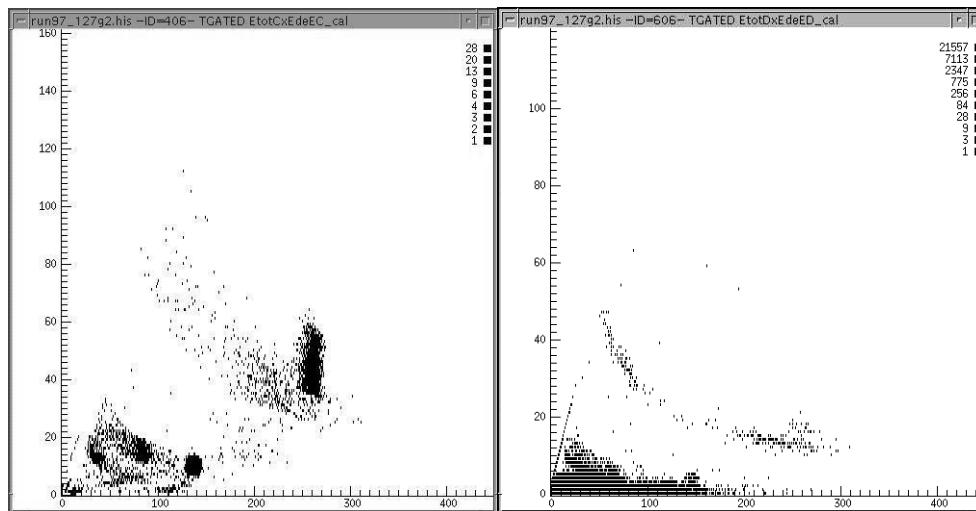


FIGURA 6-4. Espectros ΔE *vs.* E_{total} a 22.5 MeV en los detectores C (izquierda) y D (derecha), después de remover contaminantes del haz mediante compuertas en el tiempo. La calibración en el eje horizontal es 80 keV/canal. Las figuras fueron tomadas directamente del programa Damm.

- e) Se modifica la subrutina hissub [Mil01], agregando instrucciones para que Scanu construya e identifique histogramas de energía *vs.* tiempo que excluyan todos los eventos que estén dentro de la compuerta

marcada en el paso anterior. Se liga la subrutina al programa Scanu, se declara el archivo que contienen las compuertas y se repite el barrido.

- f) Sobre estos nuevos espectros ΔE vs. E_{total} , con Damm se marcan los grupos de eventos de interés y se obtiene el total de eventos dentro de cada uno. Estos serán los datos usados para calcular la sección eficaz.

6.5 Análisis de espectros unidimensionales

En la figura 6-5 siguiente, el espectro con línea punteada corresponde a las partículas de ${}^6\text{He}$ sobre el detector PSD (proyección sobre el eje E_{total} de los mismos eventos en la imagen de la figura 5-1) cuando éste ocupaba la posición del blanco durante las corridas de calibración del sistema TwinSol (corrida número 8). Posteriormente, varios de los parámetros (electrodo de la fuente de iones, ajuste de la corriente de los solenoides, parámetros de enfoque, etc.) del acelerador de partículas y del sistema TwinSol fueron ajustados para iniciar las corridas que aportarían información para la sección eficaz. El espectro con línea continua corresponde a partículas de ${}^6\text{He}$ sobre el PSD (corrida número 30), esta vez colocado a 12.85 cm detrás del blanco y sobre la línea del haz, es decir, a 0° (figura 5-2).

En esa figura, los pequeños picos observados en los canales 268 y 257, respectivamente, se localizan a 800 keV debajo del pico principal de elásticos y pueden deberse a proyectiles de menor energía que los proyectiles principales, es decir, iones de ${}^6\text{He}$ que en la reacción de stripping ${}^7\text{Li}({}^9\text{Be}, {}^{10}\text{B}){}^6\text{He}$, han dejado átomos de ${}^{10}\text{B}$ en su primer estado excitado (718 keV). Kolata, *et al.* [Kol98a] determinaron que a 32 y 34 MeV de energía del haz primario, la proporción de ${}^6\text{He}$ que dejan al ${}^{10}\text{B}$ en estado base a aquellos que lo dejan en su primer estado excitado es 1:1. Sin embargo, a 30.5 MeV, como en este caso, la proporción es muy pequeña, de manera tal que la gran cantidad de iones de ${}^6\text{He}$ del haz secundario que alcanzan el blanco tienen la misma energía (22.5 MeV).

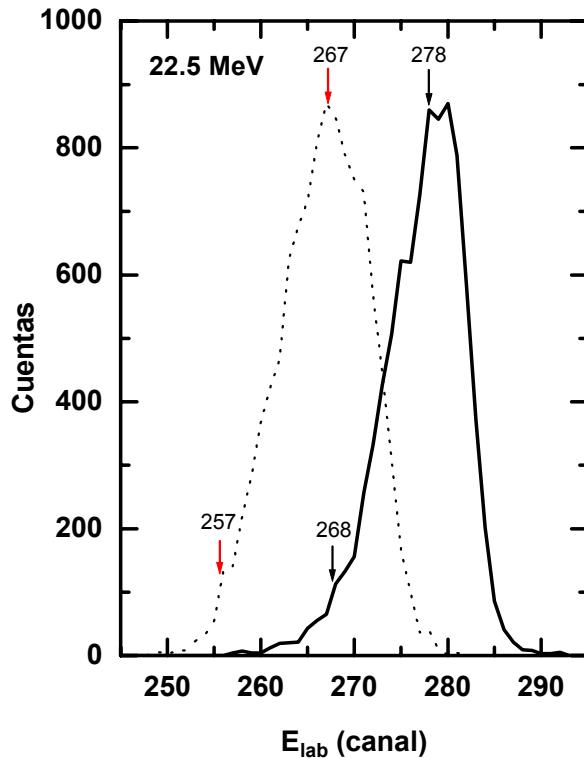


FIGURA 6-5. Espectros de proyectiles de ${}^6\text{He}$ sobre el detector PSD a 22.5 MeV durante dos diferentes corridas. La línea punteada corresponde al espectro del PSD en la posición del blanco, mientras que la línea continua corresponde al espectro sobre el PSD a 45° con blanco de ${}^{209}\text{Bi}$. Para propósitos de comparación, la altura de ambos espectros ha sido igualada. La calibración es 80 keV/canal.

En la figura 6-6 siguiente se comparan los espectros de dispersión elástica del ${}^6\text{He}$ sobre el detector PSD a 45° y 22.5 MeV durante las corridas 74 – 82 (línea punteada) y el correspondiente a las corridas 97 – 127 (línea continua). Los máximos de los espectros originales difieren entre sí por dos canales (160 keV), lo cual se debe a pequeños ajustes del experimento entre un conjunto de corridas y otro. Sin embargo, como se observa, ajustando sus máximos, la forma de cada espectro coincide en casi todas sus partes.

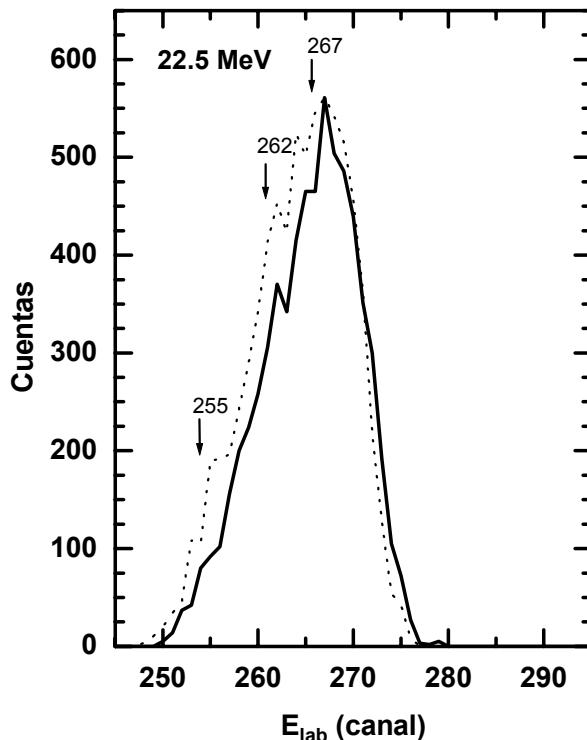


FIGURA 6-6. Espectros de eventos elásticos observados con el detector PSD a 45° y 22.5 MeV durante diferentes corridas. Para propósitos de comparación, el espectro con línea punteada ha sido ajustado a la altura y posición horizontal del espectro con línea continua.

Similarmente al caso anterior, en la figura 6-7 se compara el espectro de proyectiles de ${}^6\text{He}$ observado en el PSD a 12.85 cm detrás de la posición del blanco sin la presencia de éste (línea continua), y el espectro de proyectiles dispersados elásticamente en el blanco, ahora con el PSD a 45° durante la corrida 74 – 82 (línea punteada). El corrimiento de 11 canales (0.880 MeV) y el aumento en anchura del espectro dispersado con respecto al espectro sin blanco, se debe a la pérdida de energía del proyectil en el blanco de ${}^{209}\text{Bi}$ y el soporte delgado de polietileno.

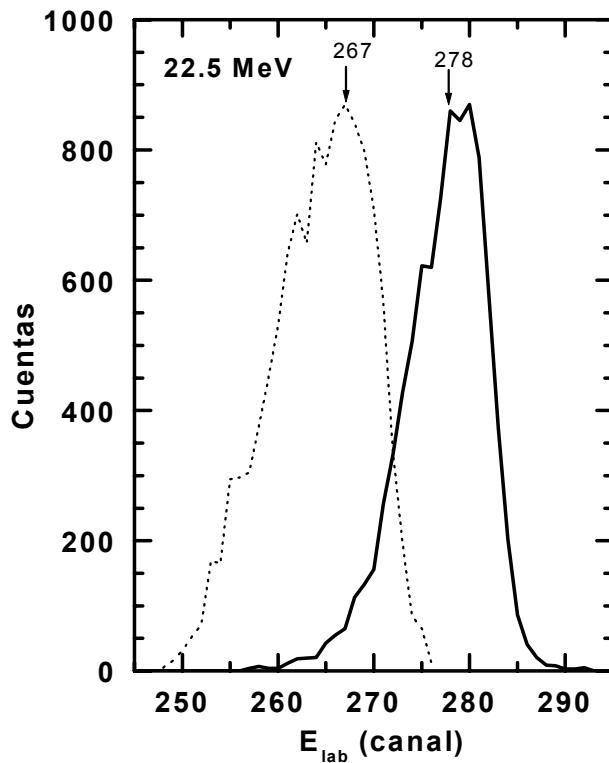


FIGURA 6-7. Espectros de proyectiles de ${}^6\text{He}$ sobre el detector PSD sin blanco (línea continua) y a 45° con blanco de ${}^{209}\text{Bi}$ (línea punteada). El segundo espectro ha sido escalado a la altura del primero. La calibración es 80 keV/canal.

6.6 Cálculo de la sección eficaz experimental

La sección eficaz σ calculada a partir de datos experimentales se obtiene mediante la siguiente expresión matemática:

$$\sigma = \frac{N_i}{N_p N_b \Omega \epsilon} \quad (6-1)$$

donde:

N_i : Número de partículas del tipo i detectadas;

N_p : Número de proyectiles en el haz;

- N_b : Número de átomos en el blanco;
 Ω : Angulo sólido cubierto por el detector, steroradianes;
 ϵ : Eficiencia del detector (en este caso, se considera de 100%).

Las cantidades involucradas en el cálculo de las secciones eficaces experimentales de producción de alfas σ_α y de dispersión elástica σ_e , son las siguientes:

- a) **Número de partículas, N_i .** Esta cantidad se obtiene por integración sobre las compuertas, de acuerdo a la sección 6.4.
- b) **Número de proyectiles en el haz, N_p .** El número de proyectiles de ${}^6\text{He}$ durante una corrida cualquiera se obtiene mediante la expresión

$$N_p = 100 Q_{\text{live}} F \quad (6-2)$$

donde Q_{live} es el número total de iones que llegan al blanco durante la corrida y cuyo valor es proporcionado por el sistema de adquisición de datos (tabla 5-2). F es la razón entre el número de proyectiles de ${}^6\text{He}$, $N_{\text{He-6}}$, que conduce el haz y el valor de Q_{live} , es decir,

$$F = N_{\text{He-6}} / Q_{\text{live}}. \quad (6-3)$$

El valor de F se determina durante la calibración del sistema colocando el PSD en la posición del blanco y contando el número de iones de ${}^6\text{He}$ que llegan a éste. Considerando constante a F durante los dos experimentos, los valores fueron 9.0 en el primer experimento y 7.8 en el segundo.

- c) **Número de átomos en blanco, N_b .** Esta cantidad se calcula como

$$N_b = \frac{N_A x_m}{P} \quad (6-4)$$

donde:

N_A : Número de Avogadro, 6.02252×10^{23} átomos/mol,

- x_m : Espesor mísico del blanco, 3.2 mg/cm^2 ,
 P : Peso molecular del elemento, para el ^{209}Bi es 208.9804 g/mol [Fir96],

Con esos datos, se obtiene: $N_b = 9.2219 \times 10^{18} \text{ átomos de } ^{209}\text{Bi/cm}^2$. Pero 1 mb es igual a $1 \times 10^{-27} \text{ cm}^2$, entonces, $N_b = 9.2219 \times 10^9 \text{ átomos(mb)}$. La tabla 6-1 presenta los valores de N_b después de corregir el espesor mísico por el ángulo de la normal al blanco con respecto al haz (15° en el primer experimento y 11.8° en el segundo).

- d) **Ángulo sólido, Ω .** Tomados de la tabla 5-1.

La tabla 6-1 presenta los resultados numéricos encontrados para la sección eficaz de transferencia/rompimiento cuyas distribuciones angulares se discuten en el capítulo siguiente. La sección eficaz de dispersión elástica (σ_e), se obtiene siguiendo los pasos (a) a (d) anteriores utilizando el conteo de eventos elásticos N_e , medido. Posteriormente, se normaliza dividiendo su valor por la sección eficaz de Rutherford σ_{Ruth} , para obtener la razón $\sigma_e/\sigma_{\text{Ruth}}$ cuya distribución angular, en el Capítulo 7, será ajustada con el Modelo Óptico. La expresión matemática para la sección eficaz de Rutherford es [Agu89]:

$$\sigma_{\text{Ruth}} = (1 + \gamma)^2 \left[\frac{Z_p Z_t e^2}{4E} \right]^2 \frac{(1 + \gamma^2 \sin \theta)^{-1/2} + 2\gamma \cos \theta}{\sin^4 \left(\frac{\theta + \sin^{-1}(\gamma \sin \theta)}{2} \right)} \quad (6-5)$$

donde $\gamma = (A_p/A_b)$ y $Z_{p,b}$, $A_{p,b}$ son los números y masas atómicas del proyectil y el blanco, respectivamente. La tabla 6-2 siguiente muestra los resultados numéricos de la razón de $\sigma_e/\sigma_{\text{Ruth}}$. El error ΔR_σ mostrado en esa tabla fue calculado como:

$$\Delta R_\sigma = \frac{\sigma_e / \sigma_{\text{Ruth}}}{\sqrt{N_e}} \quad (6-6)$$

Similarmente, la cantidad $\Delta\sigma_\alpha$ de la tabla 6-3 representa la incertidumbre en la medición de σ_α , calculada como

$$\sigma_\alpha / \sqrt{N_\alpha} \quad (6-7)$$

TABLA 6-1. Resultados experimentales de la sección eficaz de transferencia y/o rompimiento.

E_{lab} (MeV)	$\theta_{\text{c.m.}}$ (grados)	N_α	N_p	N_b (átomos/mb)	σ_α (mb/sr)	$\Delta\sigma_\alpha$ (mb/sr)
22.5	45.92	137	8.80×10^9	9.53×10^{-9}	63.4	15
	76.12	299	8.80×10^9	9.53×10^{-9}	77.5	5
	105.92	274	8.80×10^9	9.53×10^{-9}	72.0	5
	120.97	116	4.70×10^9	9.53×10^{-9}	57.9	6
	135.70	115	8.80×10^9	9.53×10^{-9}	56.0	5
19.0	150.38	37	4.70×10^9	9.53×10^{-9}	34.1	3
	76.31	128	5.23×10^9	9.53×10^{-9}	55.9	5
	106.26	148	5.23×10^9	9.53×10^{-9}	66.0	5
	135.98	92	5.23×10^9	9.53×10^{-9}	75.0	7
	150.78	68	5.23×10^9	9.53×10^{-9}	55.8	5
19.2	106.33	18	2.25×10^9	9.39×10^{-9}	66.3	14
	121.19	17	2.25×10^9	9.39×10^{-9}	62.2	13
	135.97	20	2.25×10^9	9.39×10^{-9}	72.3	15
	150.69	15	2.25×10^9	9.39×10^{-9}	54.5	15
17.9	106.33	36	5.14×10^9	9.39×10^{-9}	56.2	8
	121.19	37	5.14×10^9	9.39×10^{-9}	58.8	8
	135.97	36	5.14×10^9	9.39×10^{-9}	57.0	8
	150.69	29	5.14×10^9	9.39×10^{-9}	46.7	8
16.2	106.34	13	3.53×10^9	9.39×10^{-9}	31.7	7
	121.20	15	3.53×10^9	9.39×10^{-9}	35.9	7
	135.98	16	3.53×10^9	9.39×10^{-9}	36.4	7
	150.69	13	3.53×10^9	9.39×10^{-9}	29.8	7
14.7	106.34	9	2.96×10^9	9.39×10^{-9}	23.1	6
	121.20	8	2.96×10^9	9.39×10^{-9}	21.7	6
	135.98	9	2.96×10^9	9.39×10^{-9}	24.8	6
	150.69	6	2.96×10^9	9.39×10^{-9}	15.1	6

TABLA 6-2. Resultados numéricos de la distribución angular de dispersión elástica.

E_{lab} (MeV)	θ_{lab} (grados)	$\theta_{\text{c.m.}}$ (grados)	$\sigma_c/\sigma_{\text{Ruth}}$	ΔR_σ
22.5	33.5	34.4	0.960	0.058
	42.6	44.0	0.999	0.049
	73.8	75.7	0.759	0.037
	119.7	121.1	0.160	0.019
	134.8	136.2	0.120	0.020
19.0	149.9	150.5	0.068	0.015
	43.9	46.5	0.998	0.057
	73.8	76.8	0.938	0.042
	104.3	106.7	0.602	0.039
	134.8	136.2	0.440	0.050
19.2	149.9	150.9	0.274	0.060
	43.5	44.6	1.000	0.025
	104.5	106.1	0.831	0.106
	120.3	121.8	0.601	0.105
	134.2	135.3	0.489	0.109
17.9	150.8	151.6	0.365	0.089
	43.5	44.6	1.000	0.014
	104.5	106.1	0.795	0.060
	120.3	121.8	0.705	0.066
	134.2	135.3	0.528	0.067
16.2	150.8	151.6	0.398	0.054
	43.5	44.6	1.000	0.015
	104.5	106.1	0.782	0.061
	120.3	121.8	0.775	0.071
	134.2	135.3	0.596	0.072
14.7	150.8	151.6	0.583	0.067
	43.5	44.6	1.000	0.014
	104.5	106.1	0.814	0.061
	120.3	121.8	0.627	0.062
	134.2	135.3	0.726	0.078
	150.8	151.6	0.645	0.069

7

Resultados y discusión

7.1 Simulación de espectros de partículas α

Previo al experimento, escribí un sencillo programa de computadora con el cual, mediante las ecuaciones (3-3) y (3-4) simulé espectros de partículas α para los canales de transferencia de $2n$ y $1n$ a varios ángulos [Liz99]. Mientras en la transferencia de dos neutrones la energía de la partícula α se obtiene directamente y sin aproximación alguna, las direcciones del neutrón emitido tras el decaimiento del ^5He (después de la transferencia de $1n$) se generaron de manera aleatoria usando el método de Monte Carlo.

En la figura 7-1 se presentan espectros de producción de partículas alfa de transferencia de $1n$ y $2n$ a 45° y 120° . En el primer caso se simulan transferencias de 1 neutrón al estado base y a los primeros 19 estados excitados del ^{210}Bi , mientras que en el segundo caso se incluyen solamente el estado base y los primeros 9 estados excitados del ^{211}Bi .

En la transferencia de dos neutrones pueden observarse picos muy angostos que indican la presencia de partículas monoenergéticas, mientras que en la transferencia de un neutrón, los picos anchos se deben a que el neutrón producido por el decaimiento del ^5He adquiere diferente energía cinética dependiendo de la dirección en la que es emitido. Otro aspecto importante

son los corrimientos en energía entre los picos de transferencia de uno y dos neutrones a los dos ángulos indicados en esa misma figura. Tales corrimientos son de 1.26 y 1.76 MeV, respectivamente. Además, el pico de transferencia de $1n$ a 135° es ligeramente más angosto (alrededor de 0.36 MeV) que su análogo a 45° debido a que la energía cinética de la reacción tiene una variación más fuerte a menores ángulos. Los espectros así generados proporcionaron una guía en la identificación de los grupos de partículas α que posteriormente fueron observados en el experimento (puede notarse que la posición del centroide del espectro de transferencia de $1n$ en la figura 7-1 se aproxima a la posición del centroide del grupo de ${}^4\text{He}$ en la figura 6-1).

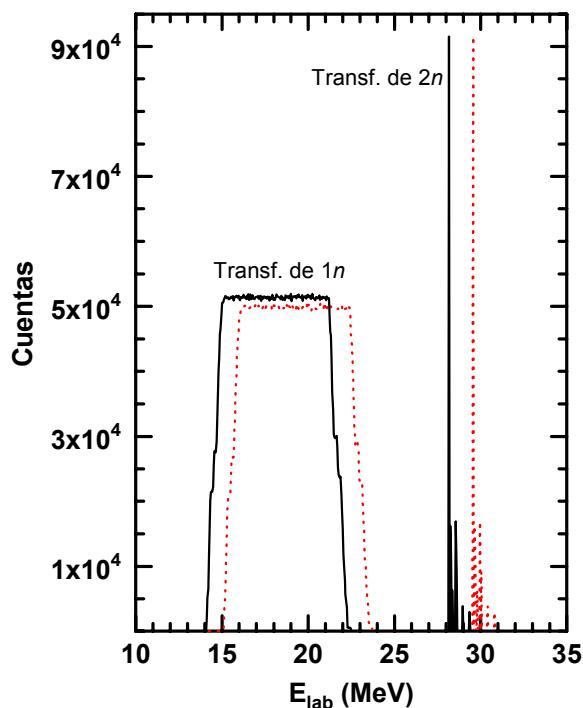


FIGURA 7-1. Simulación de espectros de partículas α a 45° (línea punteada) y 135° (línea continua) para las reacciones ${}^{209}\text{Bi}({}^6\text{He}, {}^{4,5}\text{He})$ a $E_{\text{lab}} = 22.5$ MeV.

7.2 Resultados experimentales

Las distribuciones angulares de producción de partículas α obtenidas a energías (en el sistema de laboratorio) de 22.5 y 19.0 MeV, así como a 17.9, 16.2 y 14.7 MeV, se muestran en la figura 7-2, respectivamente; junto con los ajustes Gaussianos de los datos (curvas). Los centroides y los anchos de tales distribuciones se presentan en la tabla 7-1. Aunque no existe una justificación sólida para usar ajustes de Gauss, se ha encontrado que para la mayoría de los sistemas (véase, por ejemplo [Kol02]), esta función se ajusta bien a los datos experimentales de distribución angular, como en los casos de 22.5, 17.9 y 16.2 MeV desplegados en la figuras 7-2 y 7-3.

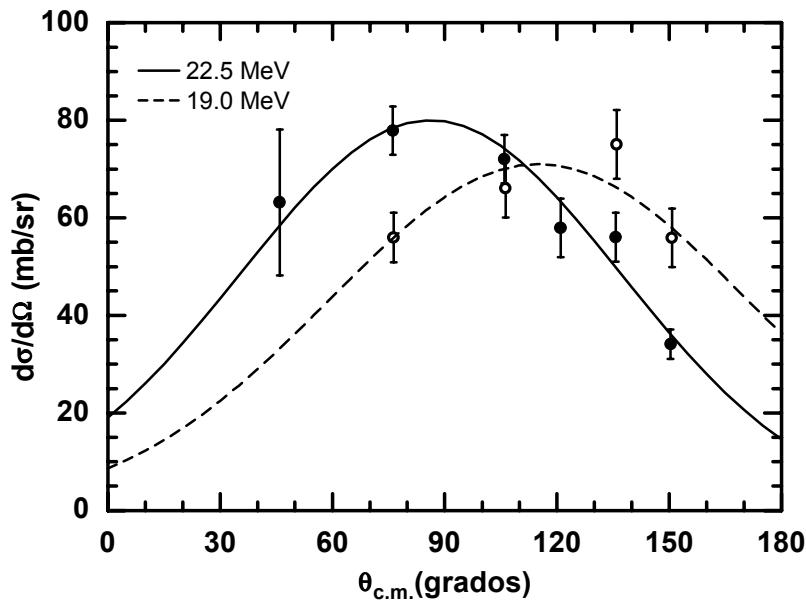


FIGURA 7-2. Distribuciones angulares experimentales para el grupo de ${}^4\text{He}$ medido a energías (en el sistema de laboratorio) de 22.5 y 19.0 MeV [Liz00a]. Las curvas son ajustes con funciones de Gauss a los datos experimentales.

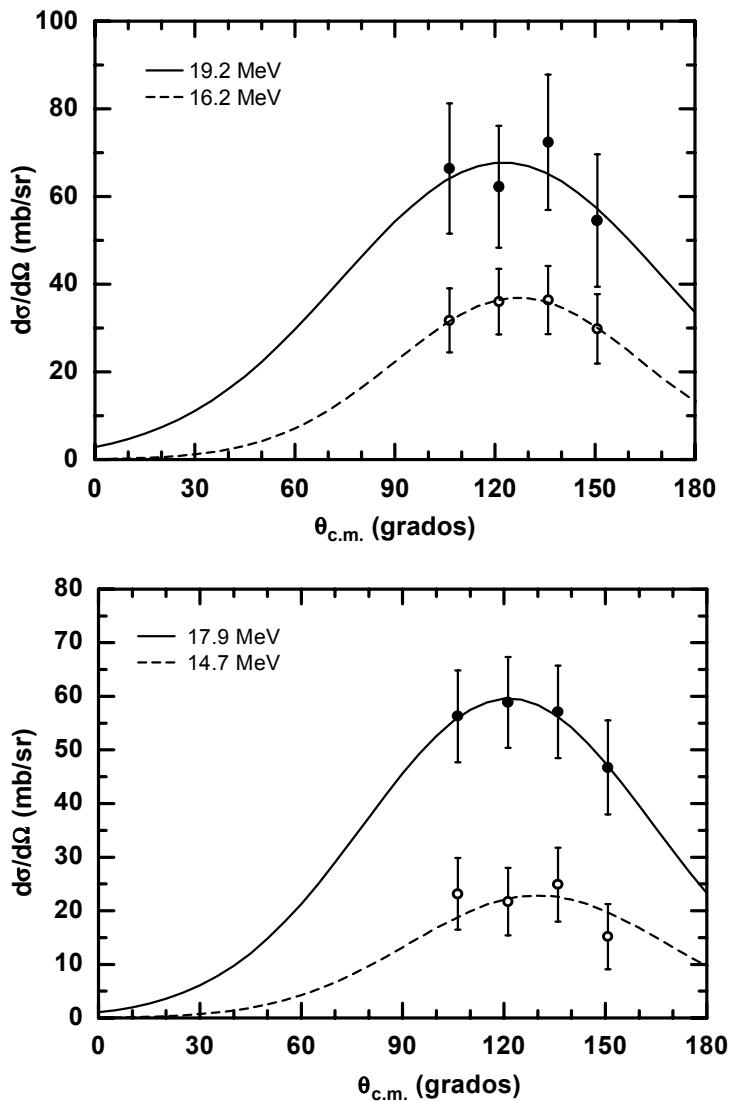


FIGURA 7-3. Distribuciones angulares experimentales para el grupo de ${}^4\text{He}$ medido a las energías indicadas en las gráficas [Liz01]. Las curvas son ajustes con funciones de Gauss a los datos experimentales.

TABLA 7-1. Parámetros de las funciones de Gauss de las figuras 7-2 y 7-3. Los valores de σ_f se obtuvieron por interpolación o extrapolación de los datos reportados en la Ref. [Kol98] usando el modelo de Stelson. La sección eficaz experimental total, σ_{total} , es la suma de σ_α y σ_f . El error estadístico aparece indicado entre paréntesis.

E_{lab} (MeV)	$E_{\text{c.m.}}$ (MeV)	Centroide (grados)	FWHM (grados)	σ_α (mb)	σ_f (mb)	σ_{total} (mb)
22.5	21.87	86.2(2.5)	119.6(5.6)	773(31)	310(45)	1083(54)
19.2	18.66	122.0(16.9)	114.4(80.9)	637(53)	82(15)	719(55)
19.0	18.46	116.6(5.3)	131.8(19.7)	643(42)	75(17)	718(45)
17.9	17.40	121.0(8.8)	100.8(36.5)	528(38)	56(12)	584(40)
16.2	15.74	127.0(9.2)	86.9(41.7)	296(31)	5(0)	301(31)
14.7	14.28	130.0(13.0)	89.9(58.8)	189(27)	0	189(27)

La quinta columna de la misma tabla 7-1 muestra la sección eficaz total de producción de partículas alfa, σ_α ; obtenida por integración de las correspondientes funciones de Gauss desde 0 hasta π radianes. La principal característica de estas mediciones son los grandes valores para estas secciones eficaces, las cuales exceden por mucho las secciones eficaces de fusión [Kol98] a esas mismas energías: 643(42) mb vs. 75(17) mb a 19 MeV y 773(31) mb vs. 310(45) mb a 22.5 MeV. Incluso a la menor energía medida, la cual está casi 6 MeV debajo de la barrera, σ_α es aún grande. Este sorprendente resultado fue confirmado por la distribución angular de la dispersión elástica, presentada en la figura 7-4 donde las líneas continuas son ajustes con el Modelo Óptico con los parámetros de la tabla 7-2. Los valores de sección eficaz total de reacción σ_{reac} implicadas por estos ajustes se presentan en la última columna de esa misma tabla. El último renglón muestra un potencial determinado para el sistema ${}^4\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ a energía de 22.5 MeV [Agu00] cuyos parámetros resultan muy diferentes debido a la naturaleza no Borromeana del ${}^4\text{He}$.

En la figura 7-4, la línea punteada corresponde a las predicciones del Modelo Óptico con parámetros de la tabla 7-2 para la dispersión de ${}^4\text{He}$,

pero con el radio aumentado al valor correspondiente al ${}^6\text{He}$. Esto ilustra lo que podría esperarse si el ${}^6\text{He}$ fuera un sistema nuclear “normal” y podemos ver el gran contraste con los resultados actuales obtenidos para el núcleo exótico real, que muestra una absorción inusualmente alta consistente con el gran acrecentamiento observado previamente en la sección eficaz de fusión (véase figura 2-1). Puesto que la única diferencia entre el ${}^4\text{He}$ y ${}^6\text{He}$ está en los dos neutrones de valencia del segundo, podemos concluir que el carácter exótico que dichos neutrones confieren al ${}^6\text{He}$ (halo de neutrones) es el responsable de esta elevada absorción.

TABLA 7-2. Parámetros del Modelo Óptico usados en los cálculos para obtener las curvas en la figura 7-4. El último renglón muestra un potencial determinado para el sistema ${}^4\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ a energía de 22.5 MeV [Agu00]. En ambos sistemas, el radio de Coulomb se tomó como 7.12 fm, mientras que la difusividad sufrió una variación en función de la energía como $a_1 = 1.0 + 0.0438(22.0 - E_{\text{lab}})$.

E_{lab} (MeV)	V (MeV)	R (fm)	a (fm)	W_1 (MeV)	R_1 (fm)	a_1 (fm)	σ_{reac} (mb)
22.5	150.0	7.96	0.68	27.8	9.38	1.02	1167
19.0	150.0	7.96	0.68	27.8	9.38	1.13	668
17.9	150.0	7.95	0.68	25.0	9.38	1.18	569
16.2	150.0	7.95	0.68	25.0	9.38	1.25	344
14.7	150.0	7.95	0.68	25.0	9.38	1.32	169
22.5	100.4	8.57	0.54	44.3	7.12	0.40	2.38

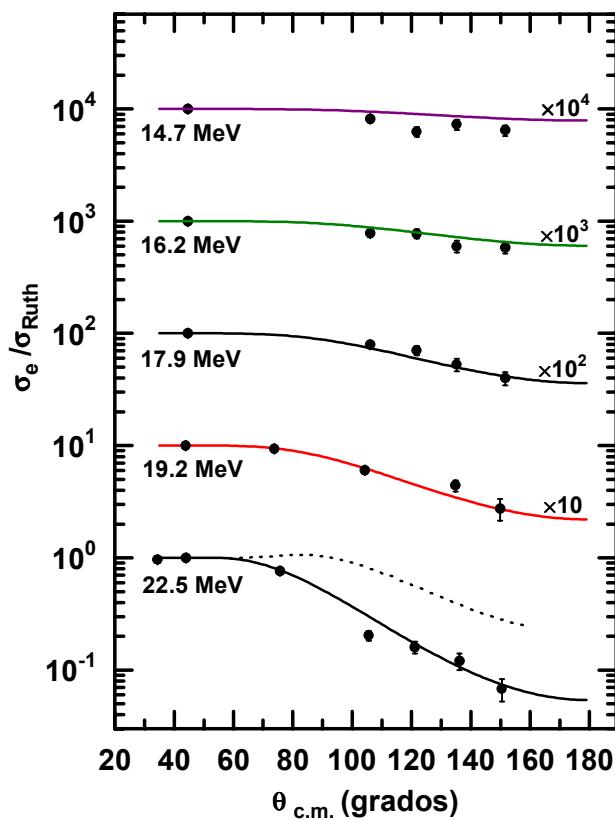


FIGURA 7-4. Distribución angular experimental de dispersión elástica y ajustes con el Modelo Óptico a los datos de la reacción ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ (líneas continuas) usando los parámetros de la tabla 7-2. La línea punteada corresponde a cálculos hechos con un potencial apropiado para el ${}^4\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ [Agu00] pero con el radio correspondiente al ${}^6\text{He}$.

Los valores de σ_{reac} presentados en la tabla 7-2 pueden ser comparados con la suma de las secciones de fusión y de producción de partículas α para cada energía: 718(55) mb a 19 MeV y 1083(71) mb a 22.5 MeV, observándose consistencia entre ambos resultados.

La figura 7-5 presenta las secciones eficaces totales de la reacción σ_{total} , tomadas como la suma de la sección de fusión σ_f y la sección de producción de alfas σ_α a las cinco energías medidas. La línea de guiones representa las predicciones del Modelo Óptico con los parámetros arriba mencionados, observándose un buen ajuste a los datos experimentales. Dado que la sección eficaz de reacción abajo de la barrera debiera variar principalmente por los efectos de la penetración de barrera, podría esperarse que el uso de BPM fuera apropiado (Kol01). Un ajuste de los datos experimentales con el modelo clásico de penetración de barrera unidimensional (Ec. 3-12) usando una altura de barrera V_{br} de 14.5 MeV y un radio R_{br} de 10.3 fm produce la línea punteada sobre esa figura. Puede notarse que V_{br} es notablemente cercana al valor de umbral $T_f=15.4$ MeV, deducido del ajuste mediante el modelo de Stelson a los datos de fusión (sección 2.2). Cálculos efectuados con la fórmula de Wong (Ec. 3-17) están representados por la línea continua delgada que resulta indistinguible de la curva que representa al Modelo Óptico. La curvatura $\hbar\omega=7.5$ MeV utilizada en este modelo resulta muy grande, considerando que para muchos otros sistemas [Agu90] este parámetro nos rebasa 4 MeV. Finalmente, la línea continua gruesa en la figura 7-5 representa el ajuste con el modelo de Stelson (sección 2.2) a los datos de sección eficaz de reacción, con los mismos valores de V_{br} y R_{br} . Esto apunta a un nuevo umbral $T_r=10.75$ MeV, lo cual puede significar que un nuevo proceso está cobrando importancia a bajas energías. En ambas figuras 2-1 y 7-5, puede notarse que el efecto de las características exóticas del ${}^6\text{He}$ cobra mayor fuerza a bajas energías, tal como lo predice teóricamente Takigawa, *et al.* [Tak93].

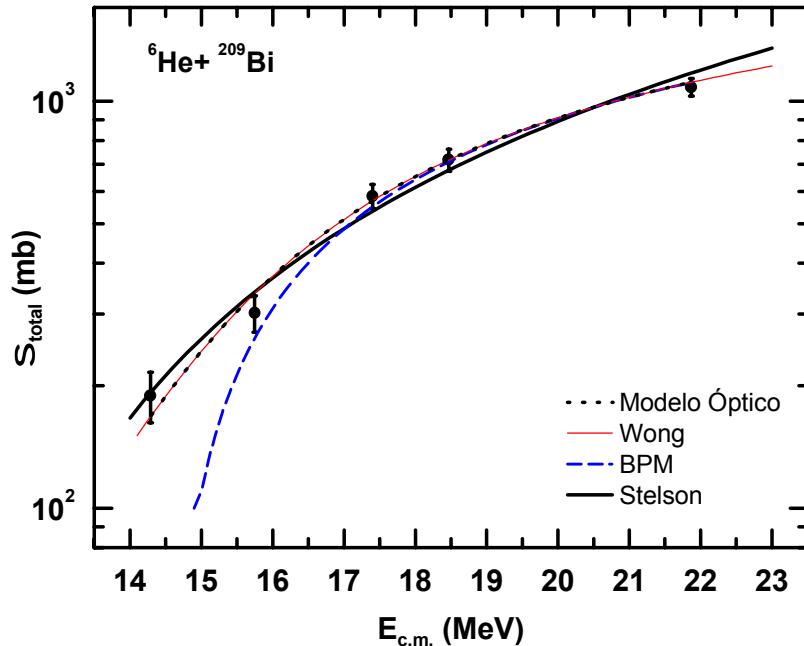


FIGURA 7-5. Sección eficaz total de la reacción ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ y algunas predicciones [Liz01] usando los modelos indicados en la figura. Los parámetros para el BPM son: $V_{\text{br}} = 14.5$ MeV, $R_{\text{br}} = 10.3$ fm; para el modelo de Wong, $\hbar\omega = 7.5$ MeV. Para el ajuste de Stelson, la energía umbral es $T_r = 10.75$ MeV.

De la tabla 2-1 puede notarse que existen tres posibles canales que pueden contribuir al alto rendimiento de partículas α observado. Para el caso de transferencia de un neutrón seguido por el rompimiento del ${}^5\text{He}$ remanente, los cálculos de cinemática usando el valor de Q (2.73 MeV) de la reacción indican que el residuo ${}^4\text{He}$ puede caer en la región de eventos observada (comparar, por ejemplo, el espectro de transferencia $1n$ de la figura 7-1 con la proyección del grupo de ${}^4\text{He}$ en la figura 6-1). Sin embargo, los estados cercanos a la superficie de Fermi en el ${}^{210}\text{Bi}$ tienen momento angular alto, tal que la transferencia debiera ser suprimida por una barrera de momento

angular. La transferencia de dos neutrones al estado base del ^{211}Bi se puede descartar porque el valor Q de esa reacción (8.754 MeV) sitúa los residuos de ^4He fuera de la región observada. La “ventana Q ” preferida para este proceso de transferencia es a $Q \geq 0$, lo cual sugiere que la transferencia tendría que darse hacia estados poco ligados y estados no ligados.

Por otro lado, si el valor Q del canal elástico es aproximadamente 0, la energía de las partículas ^6He dispersadas elásticamente durante un bombardeo a $E_{\text{lab}} = 22.5$ MeV debe ser aproximadamente la misma. Esto conduce a que el grupo de alfas de la figura 6-1, cuyo centroide se localiza alrededor de -2.5 MeV del correspondiente al grupo elástico, deben tener una energía promedio de 20 MeV, lo cual significa que el proyectil transfiere 2 neutrones a estados no ligados del ^{211}Bi , específicamente a 1.2 MeV arriba del umbral del continuo del ^{211}Bi , ubicado en 9.75 MeV. Es por esta razón que en la sección siguiente se presentan cálculos de transferencia de $2n$ a estados débilmente ligados.

7.3 Cálculos posteriores usando códigos y modelos teóricos

Con el propósito de comparar los resultados medidos con predicciones teóricas, se efectuaron los siguientes cálculos:

- **CCDEF utilizando diferentes grados de libertad del sistema**

En la figura 7-6 se presentan datos experimentales de la referencia. [Kol98], junto con cálculos teóricos utilizando CCDEF, considerando diferentes grados de libertad del sistema $^6\text{He} + ^{209}\text{Bi}$, con el fin de establecer cuáles de éstos reproducen mejor la función de excitación experimental [Liz00].

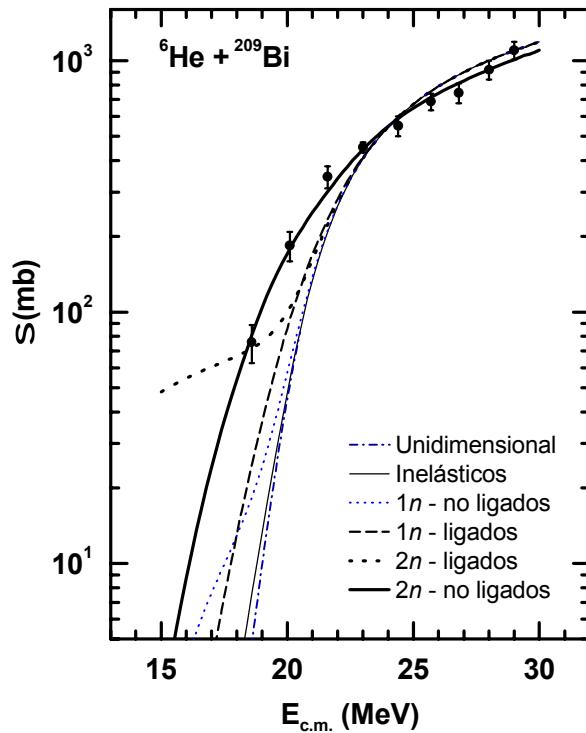


FIGURA 7-6. Funciones de excitación de fusión experimental y teóricas del sistema ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ usando los canales indicados en la figura y en el texto.

a) **Acoplamiento a estados excitados del ${}^{209}\text{Bi}$**

Se efectuaron cálculos considerando el acoplamiento con canales inelásticos correspondiendo a estados excitados $\frac{7}{2}^-$ (0.896 MeV) y $\frac{13}{2}^+$ (1.609 MeV) del ${}^{209}\text{Bi}$, suponiendo vibraciones cuadrupolares y octupolares para el primero y segundo estados, respectivamente. Para este cálculo no se consideró transferencia de neutrones ni deformaciones estáticas del proyectil ni del blanco.

El parámetro de deformación β_λ , con $\lambda=2$ y 3 se obtuvo del esquema de niveles de energía del ^{209}Bi donde se observa que existe una transición cuadrupolar (E2) del estado $\frac{7}{2}^-$ al estado base $\frac{9}{2}^-$ y una transición octupolar (E3) del estado $\frac{13}{2}^+$ (1.6087 MeV) al estado base $\frac{9}{2}^-$. Los parámetros de deformación de esos estados excitados son, de acuerdo a [Ram89, Spe89]:

$$\beta_2 = \left(\frac{4\pi}{3ZeR^2} \right) \sqrt{B(E2)} \quad (7-1)$$

$$\text{y} \quad \beta_3 = \left(\frac{4\pi}{3ZeR^3} \right) \sqrt{B(E3)} \quad (7-2)$$

donde R es el radio nuclear (en fm) y $B(E)$ es la *probabilidad reducida de transición*.

De acuerdo a la ecuación (3-31), con $A=209$ resulta $R=7.15206$ fm, $R^2=51.15206$ fm $^2=0.51152$ b y $R^3=365.84302$ fm $^3=0.36589$ b $^{3/2}$

De la Ref. [Mar91]: $B(E2)=0.00261\ 16\ e^2\ b^2$ y $B(E3)=0.022\ 8\ e^2\ b^3$, donde e es la carga del electrón y b indica unidades de barn. De todo esto resulta: $\beta_2 = 5.04043 \times 10^{-3}$ y $\beta_3 = 0.02045$, con cuyos datos el archivo de entrada para CCDEF es:

6	2	209	83	7.99	1	0	0	0	0
15		30	0.2						
2		0							
0.00504	2		0.8964						
0.02045	2		1.6087						

Los resultados obtenidos para este caso, considerando únicamente los estados excitados del ^{209}Bi , se muestran en la figura 7-5 (línea continua delgada). Como puede observarse, este canal no influye en el proceso de fusión de este sistema, ya que las secciones eficaces obtenidas prácticamente coinciden con las predicciones del modelo BPM y distan mucho de los datos experimentales.

b) Transferencia $1n$ a estados no ligados del ^{210}Bi

Para los cálculos se tomaron dos valores de energía en la región del continuo del núcleo residual ^{210}Bi : 4.5 y 5.0 MeV, localizados encima de la energía umbral de 4.604 MeV, calculada de acuerdo a Broglia, *et al.* [Bro83]. En la figura 7-6 (línea punteada) puede verse que el efecto de este acoplamiento se aprecia a energías por abajo de la barrera Coulombiana, donde la función de excitación tiende a hacerse más horizontal, acorde con los cálculos efectuados por Landowne, *et al.* [Lan87] para las reacciones $^{28,30}\text{Si} + ^{58,64}\text{Ni}$. Al igual que en el caso anterior, esta variante tampoco reproduce la función experimental de excitación.

c) Transferencia $1n$ a estados ligados del ^{210}Bi

En este cálculo fueron incluidos el estado base y los cinco primeros estados excitados del ^{210}Bi : 1^- (0 MeV), 0^- (0.047 MeV), 9^- (0.271 MeV), 2^- (0.3194 MeV), 3^- (0.347 MeV) y 10^- (0.669 MeV). Puede notarse que los cálculos teóricos con este canal (línea de guiones) producen resultados aún lejos de los datos experimentales.

d) Transferencia $2n$ desde el proyectil a estados ligados del ^{211}Bi

En la misma figura 7-6 se presentan los resultados (línea gruesa punteada) de los cálculos de transferencia de 2 neutrones a estados ligados del ^{211}Bi considerando el estado base y los dos primeros estados excitados (0.41 y 0.832 MeV) del núcleo resultante. Para este caso, el parámetro libre dV se obtuvo por ajuste de estos datos de entrada al conjunto de datos experimentales mediante el código

llamado CCDEFIT que es una versión modificada de CCDEF. Puede notarse que el efecto del acoplamiento del canal de transferencia de $2n$ con el modelo de penetración de barrera unidimensional produce un cambio de dirección en la curva (línea punteada gruesa), mayor que en los casos anteriores, pero aún lejos de los datos experimentales. Los datos de entrada para estos cálculos fueron los siguientes:

```
6.0  2.0  209.0  83.0  7.99  1. .0  .0  .0  .0  
15.0  30.0  .2  
0      3  
1.5   .0  
1.5   .41  
1.5   .832
```

e) **Transferencia $2n$ del proyectil a estados no ligados del ^{211}Bi**

Para este caso, se tomaron dos valores (9.5 y 10 MeV) del continuo del núcleo residual, cuyo umbral también calculado según [Bro83] resultó de 8.366 MeV. Puede observarse que estos cálculos describen bien los datos experimentales (figura 7-6).

Para este último caso, por ser el más aproximado a los datos experimentales, se efectuaron corridas utilizando parámetros de intensidad de 1.4, 1.5 y 1.6 MeV (figura 7-7), encontrándose que el valor de 1.5 es el que produce el mejor resultado con el mínimo valor de $\chi^2 = 0.58$ en el ajuste, acorde con la bibliografía donde se considera el valor de 1.5 como un valor típico de intensidad para la transferencia $2n$ [Dey00].

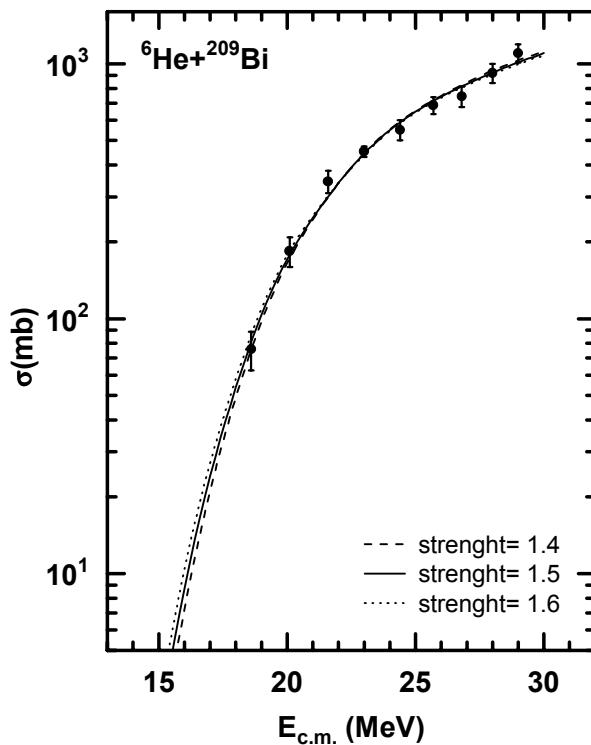


FIGURA 7-7. Cálculos de transferencia $2n$ a estados ligados del ^{211}Bi con diferentes valores de *strength*.

• Modelo Óptico

Para la parte real del Modelo Óptico, usando los valores de tabla 7-2 para el sistema $^6\text{He} + ^{209}\text{Bi}$: $V= 150 \text{ MeV}$, $R= 7.96 \text{ fm}$, $a= 0.68 \text{ MeV}$, $A_p= 6$, $A_b= 209$ y $R_C= 10.077 \text{ fm}$, se obtienen las curvas de la figura 7-8, donde la línea punteada representa el potencial nuclear y la línea de guiones representa el potencial Coulombiano. El potencial real total está representado por la línea gruesa en la misma figura.

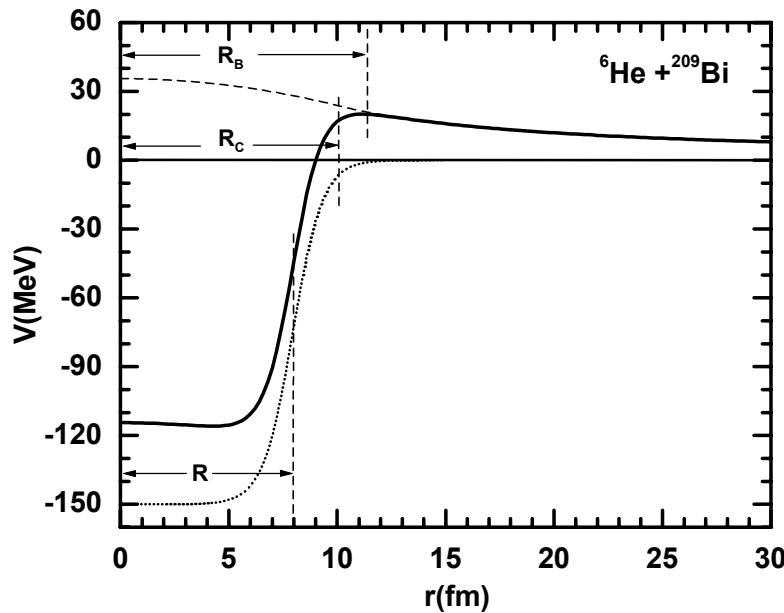


FIGURA 7-8. Potencial real (línea continua) del Modelo Óptico obtenido como la suma del potencial nuclear (línea punteada) y Coulombiano (línea de guiones). R_B indica el radio al cual se localiza el máximo de la barrera.

En cuanto a la parte imaginaria del Modelo Óptico, utilizando los parámetros (véase la tabla 7-2) $W_I = 25$ MeV, $R_I = 9.38$ fm y $a_I = 1 + 0.0438(22.0 - E_{\text{lab}})$ se obtuvieron las líneas que se presentan en la figura 7-9.

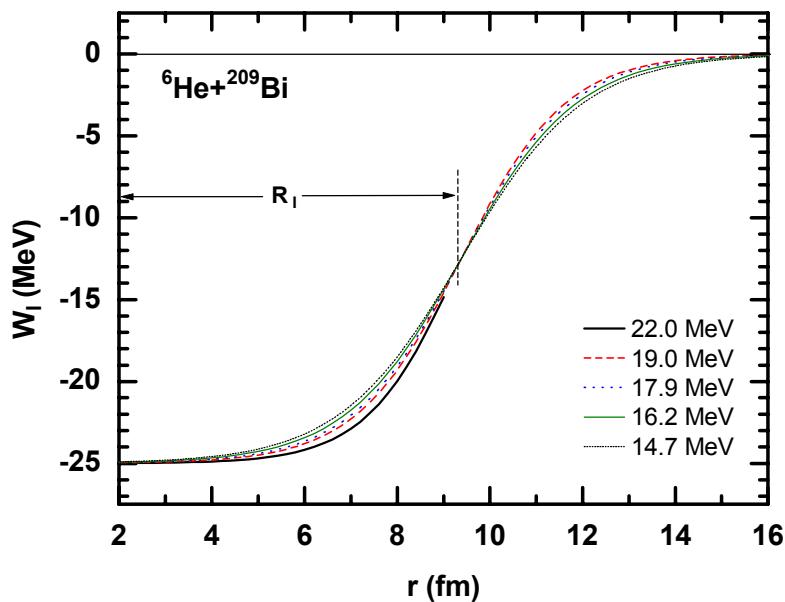


FIGURA 7-9. Parte imaginaria del Modelo Óptico. Las curvas corresponden a los diferentes valores de a_l a las energías indicadas en la misma figura.

• Fresco

Utilizando el programa Fresco, se efectuaron cálculos de la sección eficaz de rompimiento del proyectil y transferencia de neutrones del proyectil hacia el blanco, a E_{lab} de 22.5 MeV.

a) Rompimiento nuclear directo

El cálculo se corrió usando un modelo de dineutrón para describir el movimiento relativo entre $nn-\alpha$ (dos neutrones y una partícula alfa). Los resultados se ilustran con la línea delgada en la figura 7-10. Al incluir el continuo del ${}^6\text{He}$, discretizando un intervalo de 4 – 8 MeV (arriba del umbral), el rendimiento encontrado resultó todavía cuatro veces más pequeño que el caso anterior y con una distribución angular más ancha que la observada experimentalmente.

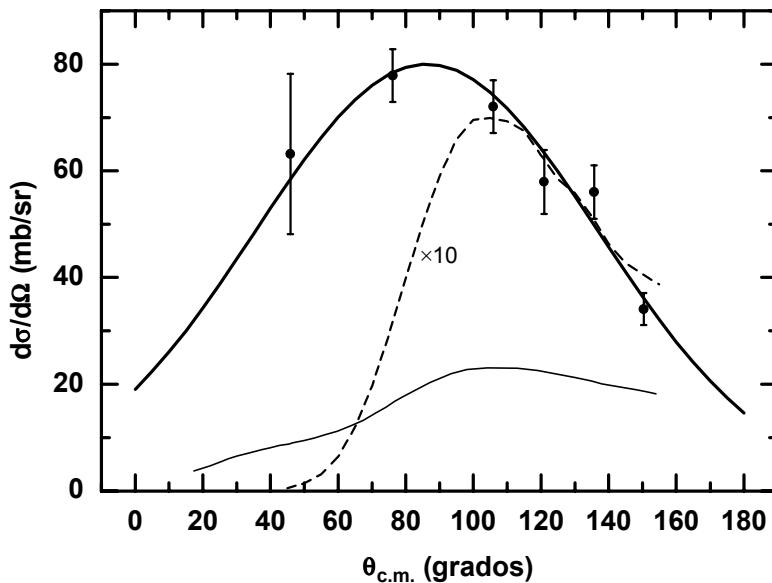


FIGURA 7-10. Distribución angular de producción de partículas alfa a $E_{\text{lab}} = 22.5$ MeV. La línea delgada muestra los valores de rompimiento nuclear directo del proyectil calculados con el programa Fresco. La línea de guiones corresponde a cálculos hechos con ese mismo programa para transferencia de $2n$ desde el ^6He a un estado débilmente ligado del ^{211}Bi .

b)

Transferencia de dos neutrones a estados excitados en el blanco

Asumiendo la transferencia de un dineutrón con $\ell=0$ a un estado excitado del ^{211}Bi con energía de amarre de 0.100 MeV a E_{lab} de 22.5 MeV, la distribución angular encontrada se muestra con línea de guiones en la figura 7-10, la cual por resultar muy pequeña comparada con los valores experimentales, ha sido multiplicada por un factor de 10. Para probar la influencia del continuo 0^+ , 1^- y 2^+ del ^6He en la reacción de transferencia $2n$ y dado que no existen resonancias, se discretizaron intervalos de 3 MeV y 6 MeV en segmentos de 0.8 MeV de ancho, no observándose efectos del continuo sobre esa reacción.

c) Transferencia al estado base del ^{211}Bi

Después de efectuar cálculos de este canal usando Fresco, se encontró que la sección eficaz de transferencia de dos neutrones al estado base del ^{211}Bi es del orden de μb , lo cual resulta muy inferior a los valores medidos.

8

Conclusiones

Por primera vez se han medido los rendimientos de los modos de transferencia y rompimiento del núcleo exótico Borromeano ^6He sobre un blanco de ^{209}Bi a través de su emisión de partículas alfa, en un intervalo de energía desde casi 2 MeV arriba de la barrera de Coulomb hasta aproximadamente 6 MeV debajo de ésta. Se encontró un grupo intenso de ^4He a un valor Q efectivo de aproximadamente -2.5 MeV. La sección eficaz de este grupo es notablemente grande y resulta mayor que la correspondiente sección eficaz de fusión, alcanzando aún valores considerables a las más bajas energías medidas (189 mb a 14.7 MeV). Una extrapolación de la tendencia observada para la función de excitación de producción de partículas alfa, sugiere una sección eficaz de 1 – 10 mb a $E_{\text{c.m.}}$ de 10 MeV, es decir la mitad de la barrera nominal.

Simultáneamente a la medición de los modos de transferencia y rompimiento, se obtuvo la distribución angular de dispersión elástica la cual pudo ser descrita usando el Modelo Óptico con una variación simple de la difusividad que reprodujo con bastante exactitud los datos de sección eficaz total, cuyo valor experimental se obtuvo sumando los resultados de transferencia/rompimiento a los medidos previamente para la fusión. Un modelo simple de penetración de barrera, aplicado a la sección total de reacción, produjo una barrera notablemente cercana al umbral para la fusión (determinada mediante el modelo de Stelson), indicando que los canales emisores de partículas alfa medidos son los más probables

responsables del acrecentamiento en la fusión observado previamente.

Al aplicar el modelo de Stelson a los datos de reacción total, se obtuvo un nuevo umbral $T_r=10.75$ MeV, lo cual podría ser una indicación de que un nuevo proceso está tomando importancia a esta energía, que es aproximadamente la mitad de la barrera nominal de fusión. El grupo de partículas alfa observado en estos experimentos domina la sección eficaz total de la reacción a energías cercanas y debajo de la barrera. Por lo tanto, es importante determinar el mecanismo de la reacción que produce esto. Desafortunadamente, no es posible separar los modos de transferencia de neutrones y el rompimiento nuclear usando únicamente los datos presentes.

Dado que la suma de las secciones eficaces experimentales de fusión y las correspondientes a los procesos de producción de alfas, saturan la sección total de reacción calculada a partir de la sección eficaz de proyectiles dispersados elásticamente, todo parece indicar que no se ha despreciado ningún canal importante en las mediciones.

Finalmente, puedo concluir que el comportamiento anómalo observado en el rendimiento de la fusión y transferencia/rompimiento debajo de la barrera del sistema ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ es presumiblemente causado por la muy débil energía de amarre del ${}^6\text{He}$ y la frágil naturaleza de ese sistema, es decir, su característica de halo neutrónico [Agu01].

Apéndice A

Entradas y Salidas del programa Fresco

A.1 Archivos de entrada de Fresco

Las primeras versiones de Fresco requerían archivos de entrada en los que cada línea obedecía un estricto formato de cierto número de columnas reservadas para cada variable. En ese formato estándar (llamado en inglés *card-image input*), tanto la captura de datos como su posterior interpretación resultaba difícil. En versiones recientes (FRXX y posteriores) el código Fresco admite también un formato de entrada llamado en inglés *namelist input* el cual resulta más fácil para el usuario, pues en él se escribe el nombre de cada variable seguida del valor que se requiera asignar: *variable=valor*. La herramienta **fr2nl.f** (archivo complementario de Fresco) permite convertir archivos del formato antiguo al nuevo formato. Fresco puede ser descargado gratuitamente de la dirección <http://www.ph.surrey.ac.uk/~phs1it/>

Recientemente, en Lisboa, Portugal [Mor02], fue desarrollada una utilería gráfica llamada **Xfresco** para editar archivos de entrada de Fresco, usando ventanas en el que las variables son manejadas en un orden lógico, de acuerdo a su significado físico y se presentan acompañadas de un texto descriptivo. Así, esta aplicación gráfica permite una más fácil lectura, modificación e interpretación de datos escritos en formato de entrada *namelist input* o la introducción de nuevos datos partiendo de cero. En la figura 3-5 se muestra una vista de una de las pantallas de Xfresco. Este programa puede ser descargado gratuitamente desde la dirección:

<http://www.cica.es/aliens/dfamnus/famn/amoro/index>. Aunque las versiones recientes del programa Fresco admiten ambos formatos de entrada, en los cálculos presentados en este trabajo se usó el más reciente de ellos. En ese formato, los archivos de entrada de Fresco se dividen en seis secciones que a continuación se listan junto con algunas de sus principales variables:

&FRESKO

Esta sección contiene el encabezado del archivo, las variables de control de impresión de resultados y varios parámetros de cálculo:

HCM: Intervalos de radio a los que se calculan las funciones de onda.

RMATCH: Valor máximo del radio hasta donde se calculan las funciones de onda. Los cálculos se desarrollan a partir del ángulo

THMIN (en grados) hasta **THMAX** en incrementos de tamaño **THINC**.

ELAB: Energía del proyectil (en MeV) en el sistema de laboratorio.

&PARTITION

En esta sección se indica a Fresco cuáles serán las particiones que entran en el cálculo de sección eficaz. Habrá una sección **PARTITION** por cada partición de masa que se incluya:

NAMEP, **MASSP**, **ZP**: Nombre, masa y carga del proyectil.

NAMET, **MASST**, **ZT**: Nombre, masa y carga del blanco.

QVAL: Valor Q de la reacción.

NEX: Número de estados excitados que serán incluidos en el cálculo.

&STATES

Aquí se introduce la información de los estados excitados de cada partición. Por cada partición habrá **NEX** secciones **STATES**.

JP, **EP**: Momento angular y energía de excitación del proyectil, respectivamente.

JT, **ET**: Momento angular y energía de excitación del blanco.

&POT

Esta sección contiene los potenciales usados para el cálculo de sección eficaz de cada partición:

KP: Índice que relaciona el potencial con la partición

AP, AT: Número de masa del proyectil y del blanco, respectivamente.

RC: Radio de Coulomb (calculado como $RC=1.25 [AP^{1/3}+AT^{1/3}]$).

AC: Difusividad (en fm).

TYPE: Tipo de potencial.

- 0 Potencial Coulombiano,
- 1 Potencial Central, volumétrico
- 2 Potencial Central, superficial

SHAPE: Forma del potencial elegido por el usuario:

- 0 Woods-Saxon,
- 1 WS cuadrado,
- 2 Gaussiano,
- 3 Yukawa,

P1, P2,...,P6 corresponden a V , R y a (parte real) y V_I , R_I y a_I (parte imaginaria) del Modelo Óptico, respectivamente.

P7: Número de masa.

&OVERLAP

Sección que describe las interacciones dentro de la misma partición, en este ejemplo, son las interacciones dentro del ^6He , visto como un núcleo compuesto formado por un núcleo central de ^4He y un halo de $2n$.

KN: Índice que relaciona el estado ligado con la partición de masa.

KBPOT: Índice para relacionar esta sección con los potenciales.

IC1, IC2: Índice del núcleo central y del halo.

BE: Energía de amarre entre el núcleo central y el halo, en la partición.

&COUPLING

Indica a Fresco el tipo de acoplamiento entre las diferentes particiones incluidas en el cálculo.

ICTO, ICFROM: Indican acoplamientos entre todos los estados en la partición **ICFROM** con todos los estados de la partición **ICTO**. Los acoplamientos en sentido inverso se indican con **ICTO<0**.

KIND: Clase de acoplamiento:

- 1 Acoplamiento entre estados del proyectil,
- 2 Acoplamiento entre estados del blanco,
- 3 Excitación de partícula libre en el proyectil,
- 4 Excitación de partícula libre en el blanco, etc.

Dentro de cada sección, las líneas de datos deben ser terminadas con “/”. Cada sección termina con una tarjeta del mismo nombre pero sin datos. Por ejemplo, **&POT /** termina la sección de potenciales. Enseguida se muestra el listado de un archivo de entrada de Fresco en formato *namelist* para el cálculo de sección eficaz de transferencia de 2 neutrones a un estado débilmente ligado del ^{211}Bi :

**(6He,ALPHA) REACTION ON 209-Bi AT NEAR-BARRIER ENERGIES
NAMELIST**

```
&FRESCO hcm=0.100 rmatch=30.000 rintp=0.50
hn1=0.200 rn1=5.00 centre=0.90 jtmin=0.0 jtmax=30.0
absend=-0.1000 dry=F thmin=45.00 thmax=155.00
thinc=5.00 cutl=0.00 cutr=0.00 cutc=0.00 ips=0.0000
iter=1 pralpha=F nnu=24 chans=1 listcc=1 smats=0
xstabl=1 veff=1 bpm=1 pel=1 exl=1 lin=1
elab=22.5000 nlab(1:3)=0 0 0 fatal=T nosol=F
psiren=F unitmass=1.000000 finec=137.03599 /

&PARTITION namep='HE-6' massp=6.0190 zp=2
namet='BI-209' masst=208.9804 zt=83 qval=0.0000
pwf=T nex=1 /
```

```
&STATES jp=0.0 bandp=1 ep=0.0000 jt=4.5 bandt=-1
    et=0.0000 fexch=F /
&PARTITION namep='ALPHA' massp=4.0026 zp=2
    namet='BI-211' masst=210.9870 zt=83 qval=8.7650
    pwf=T nex=1 /
&STATES jp=0.0 bandp=1 ep=0.0000 jt=4.5 bandt=-1
    et=9.6400 fexch=F /
    &partition /
&POT kp=1 itt=F ap=208.980 at=0.000 rc=1.250 ac=0.650
/
&POT kp=1 type=1 itt=F p1=150.000 p2=1.280 p3=0.680
    p4=10.000 p5=1.420 p6=0.880 p7=0.000/
&POT kp=2 itt=F ap=210.990 at=0.000 rc=1.250 ac=0.650
/
&POT kp=2 type=1 itt=F p1=225.000 p2=1.320
    p3=0.585 p4=33.000 p5=1.320 p6=0.585 p7=0.000/
&POT kp=3 type=1 itt=F p1=75.000 p2=1.175
    p3=0.650 p4=0.000 p5=0.000 p6=0.000 p7=4.000 /
&POT kp=4 type=1 itt=F p1=60.000 p2=1.250
    p3=0.650 p4=0.000 p5=0.000 p6=0.000 p7=209.000/
&pot /
&OVERLAP kn1=1 ic1=1 ic2=2 in=1 nn=2 sn=0.0 j=0.0
    kbpot=3 be=0.9754 isc=1 nam=1 ampl=1.0000 /
&OVERLAP kn1=2 ic1=1 ic2=2 in=2 nn=7 sn=0.0 j=0.0
    kbpot=4 be=0.1000 isc=1 nam=1 ampl=1.0000 /
&overlap /
&COUPLING icto=2 icfrom=1 kind=7 ip2=-1 /
&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=1 a=1.000 /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=2 a=1.000 /
&cfp /
&coupling /
Output code for fresco input written by xfresco v.0.1
at Thu Jan 17 16:54:59 2002
```

A.2 Archivos de salida de Fresco

Independiente del formato de entrada, Fresco genera más de una decena de archivos de salida. De todos ellos, el nombre del archivo principal y el de mayor tamaño es establecido por el usuario. Los demás son nombrados automáticamente por el sistema y son: **fort.3**, **fort.6**, **fort.10**, **fort.12**, **fort.13**, **fort.15**, **fort.16**, etc., conteniendo cada uno de ellos una parte del archivo principal. Los archivos con nombre **fort.201**, **fort.202**, etc. proporcionan los resultados numéricos de sección eficaz para las diferentes particiones usadas en el cálculo.

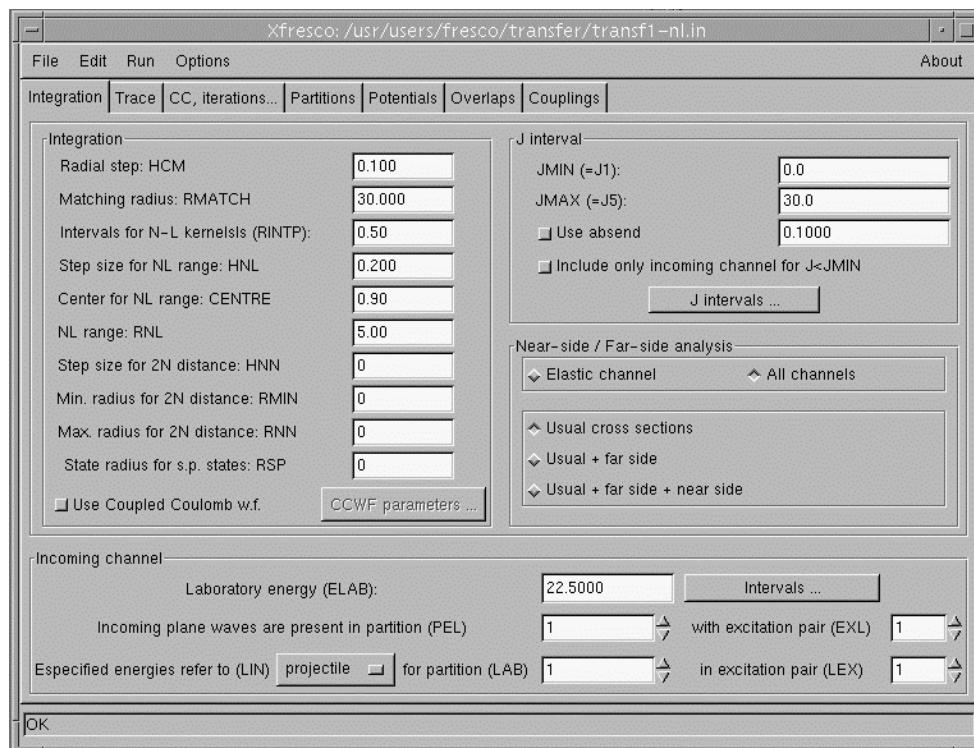


FIGURA A-1. Menú principal de la aplicación Xfresco para editar archivos de entrada del programa Fresco.

Apéndice B

Detectores Semiconductores

B.1 Introducción

Durante los experimentos mencionados en el presente trabajo, se utilizaron detectores semiconductores de silicio. Estos son dispositivos de estado sólido que operan esencialmente como cámaras de ionización, con la diferencia que en los semiconductores los acarreadores de carga no son electrones y iones, sino electrones y “huecos”. Los detectores de barrera superficial son útiles en la detección de partículas cargadas más pesadas que el electrón, su principal ventaja sobre otros tipos de detectores es su resolución en energía. Otras características son: su respuesta lineal, alta eficiencia, posibilidad de fabricarlos en diversas geometrías, rapidez de pulso, operación en vacío e insensibilidad ante campos magnéticos. Los mejores detectores semiconductores son los fabricados con silicio y aquellos manufacturados con germanio [Bei88].

De acuerdo con su conductividad eléctrica, los sólidos se dividen en: conductores, aislantes y semiconductores. Si una pieza de material sólido se coloca en un campo eléctrico, la corriente fluirá dependiendo del tipo de material. Si la corriente fluye, el material es un *conductor*. Si la corriente es cero a bajas temperaturas pero mayor que cero a alta temperatura, el material es un *semiconductor*. Si la corriente no fluye a cualquier temperatura, el material es un *aislante* [Tso95].

B.2 Estados electrónicos en los sólidos

En un átomo libre, a los electrones les está permitido existir solamente en ciertos estados de energía discretos, mientras que en los sólidos, los estados son bandas. Así, considerando el esquema de la figura A-1, los electrones pueden permanecer en las bandas 1, 3, y 5, pero no en las bandas 2 y 4. Un electrón puede moverse de la banda 1 a la banda 3 si

- i) El electrón adquiere la energía E_g necesaria para saltar la brecha prohibida.
- ii) Existe un estado vacío en la banda 3 que pueda ser ocupado por el electrón.

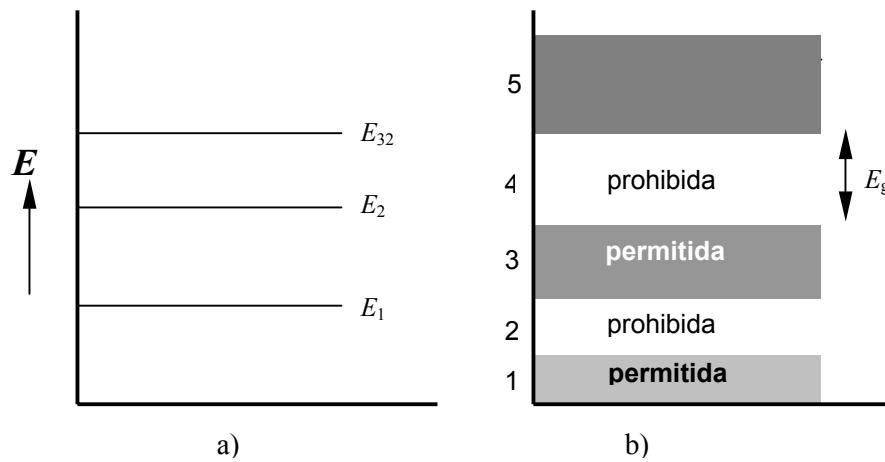


FIGURA B-1. (a) Los niveles de energía atómica son líneas discretas. (b) En un sólido, los estados de energía permitidos son bandas [Tso95].

En los materiales aislantes, la banda permitida más alta (*banda de valencia*) está completamente ocupada. La siguiente banda permitida, llamada *banda de conducción*, está completamente vacía. La brecha entre ambas bandas es tan grande que ningún campo eléctrico ni altas temperaturas pueden proveer la energía suficiente a los electrones para cruzar esta brecha.

En los materiales conductores, la banda de conducción está parcialmente ocupada. Cualquier electrón situado en la cima de la parte ocupada está listo para saltar a la parte vacía bajo el estímulo de cualquier campo eléctrico diferente de cero. Dado que no existe brecha prohibida, no existe un umbral de campo eléctrico abajo del cual los electrones no puedan moverse.

En los materiales semiconductores, la banda de valencia está llena y la banda de conducción está vacía, sin embargo, la brecha entre las dos bandas es muy pequeña. A muy bajas temperaturas, cerca de 0 °K la conductividad del semiconductor es cero, pero al incrementar la temperatura la conductividad también se incrementa. Al moverse un electrón a la banda de conducción deja un estado vacío en la banda de valencia. La ausencia de un electrón es llamada *hueco* el cual se mueve en dirección opuesta al electrón y es tratado como una partícula con carga positiva. En un semiconductor eléctricamente neutro el número de huecos es igual al número de electrones.

Actualmente, los semiconductores puros no están disponibles. Todos los materiales contienen alguna impureza y por esa razón son llamados impuros o *extrínsecos*, en contraste a los semiconductores puros que son llamados *intrínsecos*. En la mayoría de los casos, la cantidad de impurezas introducida es controlada a voluntad mediante un proceso llamado en inglés *doping*, el cual incrementa la conductividad del material en órdenes de magnitud.

Material tipo n: Consideremos un cristal de silicio (Si) puro, cuyos átomos tienen cuatro electrones en su capa más externa. Así, cada electrón de valencia forma enlaces covalentes con los átomos vecinos. Si a este cristal se le introducen impurezas de arsénico (As) cuyos átomos tienen cinco electrones en su capa externa, cuatro de esos electrones forman enlaces covalentes con los átomos de Si vecinos, pero el quinto electrón al no pertenecer a ningún enlace químico requiere poca energía para quedar libre y moverse a la banda de conducción. En términos del modelo de bandas de energía, este quinto electrón pertenece a un estado de energía muy cercano a

la banda de conducción. Estos estados son llamados estados *donadores* y los átomos que juegan el papel de impurezas son llamados átomos donadores. Los semiconductores con átomos donadores tienen un gran número de electrones y un pequeño número de vacantes. Dado que su conductividad se debe principalmente a cargas negativas, a estos materiales se les llama *tipo n*.

Material tipo p: Si al contrario del caso anterior, consideremos un cristal de silicio en el cual se introducen impurezas de galio (Ga), cuyos átomos tienen solamente tres electrones de valencia. Entonces, cada átomo de Ga puede formar enlaces covalentes con tres átomos de Si creándose una vacante llamada *huecos* en la configuración electrónica del cristal. En términos del modelo de bandas de energía, la presencia del átomo de Ga crea nuevos estados muy cercanos a la banda de valencia llamados estados *aceptores*. Cada electrón que se mueve a un estado aceptor, deja un nuevo hueco en su ubicación anterior. Al aplicar un campo eléctrico a través de un material de este tipo, los electrones se desplazan hacia el ánodo de hueco en hueco y la corriente se transporta, entonces, mediante huecos cuyo comportamiento es como el de las cargas positivas. Estos son los materiales *tipo p*.

B.3 La junta p-n usada como detector

Un material semiconductor tipo n tiene un exceso de electrones acarreadores. Uno de tipo p tiene exceso de huecos. Si un semiconductor tipo p se junta con otro de tipo n, los electrones y huecos se moverán porque:

- i) Los electrones y huecos se mueven desde áreas con alta concentración hacia áreas de baja concentración por difusión.
- ii) Bajo un campo eléctrico, tanto los electrones como los huecos se moverán en dirección opuesta debido a que sus cargas son también opuestas.

En un detector de gas, la movilidad de los electrones es miles de veces mayor que la de los iones. En los semiconductores, la movilidad de los electrones es entre dos y tres veces mayor que la de los huecos. El tiempo que toma colectar toda la carga producida en un detector gaseoso es unos milisegundos, mientras que en los semiconductores, siendo su región sensible de unos pocos milímetros y la velocidad de los electrones y huecos muy grande, la colección de la carga se reduce a tiempo del orden de 10^{-7} s.

B.4 Detectores de estado sólido o de barrera superficial

Estos detectores (conocidos como SSBD, por sus siglas en inglés), están constituidos por una junta $n-p$ en un material semiconductor en forma de oblea a la cual se le depositan dos contactos eléctricos, uno de aluminio en la región n y otro de oro en la región p . Al aplicar un voltaje inverso (es decir, en la dirección en la cual el diodo es no conductor), se produce una región empobrecida en acarreadores de carga, siendo ésta la región sensible del detector. Se han desarrollado métodos para expandir la región de depleción hasta la superficie del detector. Cuando una partícula cargada cruza esta región empobrecida, su interacción con los electrones del cristal deja a su paso muchos pares de electrón-hueco (alrededor de un par por cada 3.6 eV). Los electrones y huecos son colectados y producen un pulso de la misma manera que en una cámara de ionización de placas paralelas. Estas cargas eléctricas son colectadas por los electrodos originando una señal eléctrica. El análisis de este pulso proporciona información de la partícula incidente.

En la fabricación de un detector, el silicio de alta pureza, usualmente tipo n se corta en rebanadas delgadas, se pule y se expone al aire durante varios días con el objeto de que se oxide. Como resultado de la oxidación, se obtienen estados de energía superficial que inducen una alta densidad de huecos formando, esencialmente, una capa tipo p. Una muy delgada capa de oro evaporado sobre esta superficie sirve como contacto eléctrico que enviará la señal al preamplificador.

B.5 Detectores semiconductores sensibles a la posición

En estos detectores, tanto la cara *p* como la cara *n* se dividen en franjas muy delgadas (unos 50 μm de ancho) independientes entre sí, las cuales funcionan sin interferencia de unas con otras, de tal forma que cada franja produce información solamente de lo que ocurre sobre ella, sin ser afectada por los eventos que ocurran en las franjas adyacentes [Giu02]. De esta manera se conocen la energía, intensidad y la posición de incidencia de la radiación. Estas franjas pueden ser variables en forma, tamaño y número. Su cantidad está limitada únicamente por la corriente de fuga y el ruido del sistema [Owe68].

B.6 Daño por radiación en detectores de barrera superficial

El principal daño causado por radiación a los detectores semiconductores es el llamado *efecto Frenkel*, causado por colisiones entre partículas y los átomos del detector [Tso95]. En estas colisiones, el átomo es desplazado hacia un intersticio creando un par intersticio-vacancia. Cuando estos pares aumentan considerablemente, el detector pierde sus propiedades y debe ser sustituido.

Apéndice C

Cálculo del Espesor de los Absorbedores de Energía

C.1 Introducción

El espesor mísico de las películas plásticas¹³ utilizadas como absorbedores de energía en los experimentos de medición de secciones eficaces, fue calculado mediante experimentos de pérdida de energía en la cámara secundaria del sistema TwinSol, usando fuentes radiactivas emisoras alfa y uno de los detectores de barrera superficial utilizados en los experimentos principales. Se utilizó una cámara del TwinSol por el buen vacío que puede alcanzar y la capacidad instalada de detectores, soporte electrónico y el sistema de adquisición de datos utilizado durante los experimentos principales.

C.2 Espesor mísico del polipropileno

El proceso para la determinación del espesor mísico del polipropileno fue el siguiente:

¹³ La fórmula química del polipropileno es C_3H_6 y su densidad mísica es de 0.9 g/cm^3 . En el caso del Mylar, su fórmula química es $C_{10}H_8O_4$ y su densidad mísica es igual a 1.4 g/cm^3 .

- i) Usando una fuente mixta de $^{241}\text{Am}/^{148}\text{Gd}$ (ambos emisores α), se efectuó un conteo de unos cuantos minutos sin interponer material alguno entre las fuentes y el detector, obteniéndose un espectro sobre el que se identificaron dos picos centrados en los canales 607.73 (correspondiente a la energía 3.1828 MeV del ^{148}Gd [Fir96]) y 1025.45 (correspondiente a la energía 5.4857 MeV del ^{241}Am). Con estos datos se obtuvo la ecuación de calibración en energía del detector:

$$E = 0.005513023 \text{ MeV/canal} - 0.1676 \text{ MeV} \quad (\text{C-1})$$

- ii) Después de insertar tres hojas de polipropileno (similares a las utilizadas en los experimentos de producción de alfas), se repitió el conteo y en el espectro resultante se observó un pico en el canal 431.7, el cual, utilizando la ecuación (C-1), corresponde a una energía de 2.212 MeV.
- iii) Mediante el programa de computadora llamado *Stopx* (programa integrante del paquete UPAK, útil en el cálculo de pérdida de energía de un proyectil a través de absorbedores), se determinó un espesor mísico de 2.455 mg/cm² para cada hoja de polipropileno medida.

C.3 Espesor mísico del Mylar

- i) En este caso se utilizó una fuente de ^{228}Th (emisor α con vida media de 1.91 años). Después de un conteo sin tener material alguno entre la fuente y el detector, se obtuvo un espectro en el cual se observaron picos en los canales siguientes:

1051.40	correspondiente a la energía	5.6856 MeV del ^{228}Th
1161.44		6.2883
1250.58		6.7785
1615.34		8.7850

- ii) De un ajuste de mínimos cuadrados, se obtuvo la siguiente ecuación de calibración en energía:

$$E = 0.00549742 \text{ MeV/canal} - 0.0957 \text{ MeV} \quad (\text{C-2})$$

- iii) Al repetir el conteo, esta vez insertando una hoja de Mylar entre la fuente y el detector, se observó un pico único en el canal 723.04, correspondiente a una energía de 3.879 MeV. Con el mismo programa Stopx se obtuvo un espesor másico de 6.538 mg/cm² para el Mylar.

C.4 Energías de bombardeo finales

Conociendo los espesores nominales del polipropileno y el Mylar, se calcularon las energías con las que el haz de ⁶He incide sobre el blanco de ²⁰⁹Bi cuando, ya sea el propileno o el Mylar, se interponen frente al haz. El resultado fue:

TABLA C-1. Energía del haz de ⁶He antes y después de los absorbedores.

E_{inicial} (MeV)	Absorbedores	E_{final} (MeV)
19.4	Una capa de polipropileno	18.1
19.4	Una capa de Mylar	16.4
19.4	Una capa de Mylar + una capa de polipropileno	14.9

Además se calculó la energía promedio \bar{E} a la cual se produce la reacción, tomando en cuenta el espesor efectivo que presenta el blanco, por estar girado 11.8° con respecto al haz. Estas fueron las energías (en sistema de laboratorio) que se manejaron en el desarrollo del presente trabajo:

TABLA C-2. Energía de los proyectiles de ${}^6\text{He}$ a la entrada y a la salida del blanco de ${}^{209}\text{Bi}$.

$E_{\text{entrada}} \text{ (MeV)}$	$E_{\text{salida}} \text{ (MeV)}$	$\bar{E} \text{ (MeV)}$
19.4	19.0	19.2
18.1	17.7	17.9
16.4	16.0	16.2
14.9	14.5	14.7

Referencias

- [Agu89] E.F. Aguilera, J.J. Vega, E. Martínez, J.J. Kolata and A. Morsad, *Rev. Mex. Fís.* **35**, 489 (1989).
- [Agu90] E.F. Aguilera, J.J. Vega, J.J. Kolata, A. Morsad, R.G. Tighe and X.J. Kong, *Phys. Rev. C* **41**, 910 (1990).
- [Agu00] E.F. Aguilera, J.J. Kolata, F.M. Nunes, F.D. Becchetti, P.A. DeYoung, M. Goupell, V. Guimarães, B. Hughey, M.Y. Lee, D. Lizcano, E. Martínez-Quiroz, N. Nowlin, T.W. O'Donnell, G.F. Peaslee, D. Peterson, P. Santi and R. White-Stevens, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 5058 (2000).
- [Agu01] E.F. Aguilera, J.J. Kolata, F.D. Becchetti, P.A. DeYoung, J.D. Hinnefeld, Á. Horváth, L.O. Lamm, Hye-Young Lee, D. Lizcano, E. Martinez-Quiroz, P. Mohr, T.W. O'Donnell, D.A. Roberts and G. Rogachev, *Phys. Rev. C* **63**, 061063(R) (2001).
- [Bar74] A.R. Barnett and J.S. Lilley, *Phys. Rev. C* **9**, 2010 (1974).
- [Bec88] Beckerman, *Rep. Prog. Phys.* **51**, 1047 (1988).
- [Bec96] F.D. Becchetti and J.J. Kolata, “Low-energy radioactive beams experiments using the UM-UND solenoid RNB apparatus at the UND Tandem: past, present and future”. *14th International Conference on Application of Accelerators in Research and Industry*. The American Physical Society (APS). Denton, Texas, USA (1996).
- [Bei88] A.Beiser, “Conceptos de Física Moderna”. 2^a edición, McGraw-Hill. México, 1988.
- [Bra89] M.E. Brandan, *Rev. Mex. Phys.* **35**, 335 (1989).
- [Bra97] M.E. Brandan and G.R. Satchler, *Phys. Rep.* **285**, 143 (1997).

- [Bro83] R.A. Broglia, C.H. Dasso, S. Landowne and A. Winther, *Phys. Rev. C* **27**, 2433 (1983).
- [Byg70] W. Bygrave, P. Treado and J. Lambert, “Accelerator Nuclear Physics”, High Voltage Engineering Corporation. USA, 1970.
- [Cem88] H. Cember, “Introduction to Health Physics”, 2nd edition. Pergamon Press. New York, 1988.
- [Coh71] B.L. Cohen, “Concepts of Nuclear Physics”, McGraw-Hill, New York, 1971.
- [Cuk96] N. Cuka, “The Free Lance Physicist’s Guide to Data Acquisition”, University of Notre Dame, USA. Sin publicar (1996).
- [Eva55] R.D. Evans, “The Atomic Nucleus”. McGraw-Hill. USA, 1955.
- [Dan97] B.V. Danilin, T. Rogde, S.N. Ershov, H. Heiberg-Andersen, J.S. Vaagen, I.J. Thompson and M.V. Zhukov, *Phys. Rev. C* **55**, R577 (1997).
- [Das87] C.H. Dasso, S. Landowne, *Comput. Phys. Commun.* **46**, 187 (1987).
- [Das94] C.H. Dasso and A. Vitturi, *Phys. Rev. C* **50**, R12 (1994).
- [Dey98] P.A. DeYoung, B. Hughey, P.L. Jolivette, G.F. Peaslee, J.J. Kolata, V. Guimarães, D. Peterson, P. Santi, H.C. Griffin, J.A. Zimmerman and J.D. Hinnefeld, *Phys. Rev. C* **58**, 3442 (1998).
- [Dey00] P.A. DeYoung, B. Atallah, B. Hughey, P.L. Jolivette, M. Kern, G.F. Peaslee, V. Guimarães, J.J. Kolata, D. Peterson, P. Santi, R. White-Stevens, E.F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz, F.D. Becchetti, M.Y. Lee, J.A. Zimmerman, J.D. Hinnefeld and O.A. Capurro, *Phys. Rev. C* **62**, 047601(R) (2000).
- [Fer89] J. Fernández-Niello, C.H. Dasso and S. Ladowne, *Comput. Phys. Commun.* **54**, 409 (1989).
- [Fir96] Table of Isotopes, edited by R. B. Firestone and V. S. Shirley. John Wiley & Sons, 8th edition. USA, 1996.

- [Fuk93] N. Fukunishi, T. Otsuka and I. Tanihata, *Phys. Rev.* **C 48**, 1648 (1993).
- [Giu02] P. Giubellino and E. Crescio. “Silicon Detectors”. *1st ICFA Instrumentation School/Workshop at the ICFA Instrumentation Center*. Morelia, México (2002).
- [Hil53] D.L. Hill and J.A. Wheeler, *Phys. Rev.* **89**, 1102 (1953).
- [Hus92] M.S. Hussein, M.P Pato, L.F. Canto and R. Donangelo, *Phys. Rev.* **C 46**, 377 (1992).
- [Hus93] M.S. Hussein, M.P Pato, L.F. Canto and R. Donangelo, *Phys. Rev.* **C 47**, 2390 (1993).
- [Hus95] M.S. Hussein, *Nucl. Phys.* **A 588**, 85c (1995).
- [Jac70] D.F. Jackson, “Nuclear Reactions”, John Wiley & Sons, New York, 1970.
- [Jän96] J. Jänecke, T. Annakkage, G.P.A. Berg, B.A. Brown, J.A. Brown, G. Crawley, S. Danczyk, M. Fujiwara, D.J. Mercer, K. Pham, D.A. Roberts, J. Stasko, J.S. Winfield and G.H. Yoo, *Phys. Rev.* **C 54**, 1070 (1996).
- [Kol98] J.J. Kolata, V. Guimarães, D. Peterson, P. Santi, R. White-Stevens, P.A. DeYoung, G.F. Peaslee, B. Hughey, B. Atalla, M. Kern, P.L. Jolivette, J.A. Zimmerman, M.Y. Lee, F.D. Becchetti, E. F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz and J.D. Hinnefeld, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4580 (1998).
- [Kol98a] J.J. Kolata, V. Guimarães, D. Peterson, P. Santi, R. White-Stevens, J. Von Schwarzenberg, J.D. Hinnefeld, E.F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz, D.A. Roberts, F.D. Becchetti, M.Y. Lee and R.A. Kryger, *Phys. Rev.* **C 57**, R6 (1998).
- [Kol01] J.J. Kolata y E.F. Aguilera, Comunicación privada (2001).

- [Kol02] J.J.Kolata, V.Z. Goldberg, L.O. Lamm, M.G. Marino, C.J. O' Keeffe, G. Rogachev, E.F. Aguilera, H. García-Martínez, E. Martínez-Quiroz, P. Rosales, F. D. Becchetti, T.W. O'Donnell, D.A. Roberts, J.A. Brown, P.A DeYoung, J.D. Hinnefeld and S.A. Shaheen, *Phys. Rev. C* **65**, 054616 (2002).
- [Lan87] S. Landowne, Steven C. Pieper and F. Vedebaek, *Phys. Rev. C* **35**, 537 (1987).
- [Lee96] M.Y. Lee, F.D. Becchetti, J.M. Holmes, T.W. O'Donnell, M.A. Ratajczak, D.A. Roberts, J.A. Zimmerman, J.J. Kolata, L.O. Lamm, J. Von Schwarzenberg and M. Wiescher. “Twinsol: a dual superconducting solenoid systems for low-energy radioactive nuclear beam research”. *14th International Conference on Application of Accelerators in Research and Industry*, (APS). Denton, Texas, USA (1996).
- [Lee99] M.Y. Lee, F.D. Becchetti, T.W. O'Donnell, D.A. Roberts, J.A. Zimmerman, V. Guimarães, J.J. Kolata, D. Peterson, P. Santi, P.A. DeYoung, G.F. Peaslee and J.D. Hinnefeld, *Nucl. Instr. and Meth. A* **422**, 536 (1999).
- [Liz99] D. Lizcano, E.F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz and J.J. Kolata, “Synthetic alpha-particle from ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ ”. *XXIII Symposium on Nuclear Physics*. Sociedad Mexicana de Física (SMF). Oaxtepec, México. Jan. 10 – 13, 2000.
- [Liz00] D. Lizcano, E.F. Aguilera y E. Martinez-Quiroz, “Efectos de Diferentes Grados de Libertad en el Sistema ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ ”, *XLIII Congreso Nacional de Física*, (SMF). Puebla, México. Oct. 29 – Nov. 3, 2000.
- [Liz00a] D. Lizcano, E.F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz, J.J. Kolata, V. Guimarães, D. Peterson, P. Santi, R. White-Stevens, F.M. Nunez, F.D. Becchetti, T.W. O'Donnell, M.Y. Lee, P.A. DeYoung, M. Goupell, B.

- Hughey, A. Nowlin and G.F. Peaslee, *Rev. Mex. de Fís.* **46**, Supl. 1, 116 (2000).
- [Liz01] D. Lizcano, E. F. Aguilera, E. Martinez, J.J. Kolata, G. Rogachev, H.Y. Lee, L.O. Lamm, Á. Horváth, F.D. Becchetti, T.W. O'Donnell, D.A. Roberts, P.A. DeYoung and J.D. Hinnefeld, *Rev. Mex. Fis.* **47**, Supl. 2 (2001).
- [Mar68] J.B. Marion and F.C. Young, “Nuclear Reaction Analysis”, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1968.
- [Mar91] M.J. Martin, *Nuclear Data Sheets* **63**, 802 (1991).
- [Mil01] W.T. Milner, “UPAK User Manual”, Oak Ridge National Laboratory, USA. Sin publicar (2001).
- [Mor02] A.M. Moro, “An introduction to fresco (and xfresco) with commented examples”, Instituto Superior Técnico; Lisboa, Portugal. Sin publicar (2002).
- [Nak00] S. Nakayama, T. Yamagata, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita, M. Fujiwara, K. Fushimi, T. Inomata, H. Kohri, N. Koori, K. Takahisa, A. Tamii, M. Tanaka and H. Toyokawa, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 262 (2000).
- [Owe68] R.B. Owen and M.L. Awcock. “Position-sensitive Semiconductor Detectors”. IEEE Trans. Nuclear Science Vol. NS-15 # 3, (1968).
- [Ram89] S. Raman and C.W. Nestor, Jr., *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **42**, 1-54 (1989).
- [Sat90] G.R. Satchler, “Introduction to Nuclear Reactions”, 2nd edition, Oxford University Press. New York (1990).
- [Spe89] R.H. Spear, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **42**, 54-104 (1989).
- [Ste90] P.H. Stelson, H.J. Kim, M. Beckerman, D. Shapira and R.L. Robinson, *Phys. Rev. C* **41**, 1584 (1990).

- [Tak93] N. Takigawa, M. Kuratani and H. Sagawa, *Phys. Rev. C* **47**, R2470 (1993).
- [Tan92] I. Tanihata, D. Hirata, T. Kobayashi, S. Shimoura, K. Sugimoto and H. Toki, *Phys. Rev. Lett.* **B 289**, 261 (1992).
- [Tho88] I.J. Thompson, *Comput. Phys. Rep.* **7**, 167 (1988).
- [Tso95] N. Tsoulfanidis, “Measurement and Detection of Radiation”, Taylor and Francis. USA, 1995.
- [Won73] C.Y. Wong, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 766 (1973).
- [Zhu93] M.V. Zhukov, B.V. Danilin, D.V. Federov, J.M. Bang, I.J. Thompson and J.S. Vaagen, *Phys. Rep.* **231**, 151 (1993).

Lista de Publicaciones

A. Artículos en revistas con arbitraje:

- i) D. Lizcano, E.F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz, J.J. Kolata, V. Guimarães, D. Peterson, P. Santi, R. White-Stevens, F.M. Nunez, F.D. Becchetti, T.W. O'Donnell, M.Y. Lee, P.A. DeYoung, M. Goupell, B. Hughey, A. Nowlin and G.F. Peaslee, "Alpha-particle Emission from ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ ". *Rev. Mex. de Fis.* **46**, Supl. 1, 116 (2000).
- ii) E.F. Aguilera, J.J. Kolata, F.M. Nunez, F.D. Becchetti, P.A. DeYoung, M. Goupell, V. Guimarães, B. Hughey, M.Y. Lee, D. Lizcano, E. Martínez-Quiroz, N. Nowlin, T.W. O'Donnell, G.F. Peaslee, D. Peterson, P. Santi, and R. White-Stevens. "Transfer and/or Breakup Modes in the ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ Reaction near the Coulomb Barrier". *Phys. Rev. Lett.* **22**, 5058 (2000).
- iii) D. Lizcano, E. F. Aguilera, E. Martinez, J.J. Kolata, G. Rogachev, H.Y. Lee, L.O. Lamm, Á. Horváth, F.D. Becchetti, T.W. O'Donnell, D.A. Roberts, P.A. DeYoung and J.D. Hinnefeld, "Reaction Cross Section for ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ below the Coulomb Barrier", *Rev. Mex. Fis.* **47**, Supl. 2 (2001).
- iv) E.F. Aguilera, J.J. Kolata, F.D. Becchetti, P.A. DeYoung, J.D. Hinnefeld, Á. Horváth, L.O. Lamm, Hye-Young Lee, D. Lizcano, E. Martinez-Quiroz, P. Mohr, T.W. O'Donnell, D.A. Roberts and G. Rogachev. "Elastic Scattering and Transfer in the ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ System below the Coulomb Barrier. *Phys. Rev. C* **63**, 061063(R) (2001).

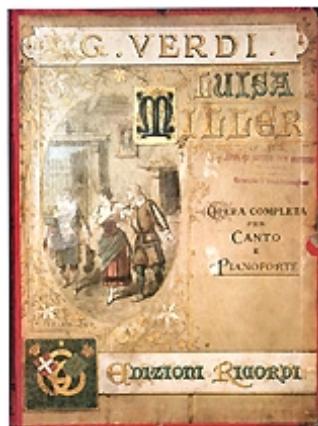
B. Presentaciones en congresos:

- i) J.J. Kolata, V. Guimarães, D. Peterson, P. Santi, R. White-Stevens, E.F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz, D. Lizcano, P.A. DeYoung, G.F. Peaslee, M. Goupell, B. Hughey, A. Nowlin, F.D. Becchetti, T.W. O'Donnell, M.Y. Lee, "Transfer and Breakup in the ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ Reaction", *DNP99 meeting of the APS*. Pacific Grove, USA. Oct. 5 – 8, 1999.
- ii) D. Lizcano, E.F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz, "Medición de Secciones Eficaces Nucleares usando Haces Radiactivos". *IX Congreso Técnico Científico ININ-SUTIN*. México. Dic. 1 – 3, 1999.
- iii) E.F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz, D. Lizcano, J.J. Kolata, V. Guimarães, D. Peterson, P. Santi, R. White-Stevens, F.M. Nunez, P.A. DeYoung, G.F. Peaslee, M. Goupell, B. Hughey, A. Nowlin, F.D. Becchetti, T.W. O'Donnell and M.Y. Lee, "Alpha-particle Emission from ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ ", *XXIII Symposium on Nuclear Physics*, (SMF). Oaxtepec, México. Jan. 10 – 13, 2000.
- iv) D. Lizcano, E.F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz and J.J. Kolata, "Synthetic alpha-particle from ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ ". *XXIII Symposium on Nuclear Physics*, (SMF). Oaxtepec, México. Jan. 10 – 13, 2000.
- v) D. Lizcano, E.F. Aguilera y E. Martínez-Quiroz, "Efectos de Diferentes Grados de Libertad en el Sistema ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ ", *XLIII Congreso Nacional de Física*, (SMF). Puebla, México. Oct. 29 – Nov. 3, 2000.
- vi) D. Lizcano, E.F. Aguilera y E. Martínez-Quiroz, "Transferencia de Partículas en el Proceso de Fusión de ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ ", *X Congreso Técnico Científico ININ-SUTIN*. México. Nov. 29 – 30, 2000.
- vii) D. Lizcano, E.F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz, J.J. Kolata, G. Rogachev, H.Y. Lee, L.O. Lamm, Á. Horváth, F.D. Becchetti, T.W. O'Donnell, D. Roberts, P.A. DeYoung and J.D. Hinnefeld, "Reaction Cross Sections for ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ below the Coulomb Barrier", *XXIV*

Symposium on Nuclear Physics, (SMF). Taxco, México. Jan. 3 – 6, 2001.

- viii) D. Lizcano, E.F. Aguilera and E. Martínez-Quiroz, “Transfer and Breakup Modes of the Borromean ^6He Nucleus on ^{209}Bi near the Coulomb Barrier”, *1st ICFA Instrumentation School/Workshop at the ICFA Instrumentation Center*. Morelia, México. Nov. 18 – 29, 2002.





Diferentes objetos exhibiendo los tres anillos Borromeanos. A la derecha, puerta de madera tallada a mano durante el siglo XVI, iglesia de San Segismundo en Cremona, Italia.