

Tesis de Posgrado

Valor medio de la distribución de espín a través de relaciones isoméricas

Capurro, Oscar A.

1997

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

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

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

Cita tipo APA:

Capurro, Oscar A.. (1997). Valor medio de la distribución de espín a través de relaciones isoméricas. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2946_Capurro.pdf

Cita tipo Chicago:

Capurro, Oscar A.. "Valor medio de la distribución de espín a través de relaciones isoméricas". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1997.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_2946_Capurro.pdf

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

“Valor medio de la distribución de espín
a través de relaciones isoméricas”

Lic. Oscar A. Capurro

Director de Tesis:
Dr. Daniel E. DiGregorio

Laboratorio TANDAR
Comisión Nacional de Energía Atómica

Año 1997

Tesis presentada para optar al título de
Doctor en Ciencias Físicas

234 3

h2

Agradecimientos

A través de estas líneas quiero expresar mi agradecimiento a todas aquellas personas que hicieron posible la concreción de este trabajo.

En primer lugar debo nombrar a mi Director de Tesis, Dr. Daniel E. DiGregorio, quien en el año 1987 me “acercó” a la física con iones pesados haciéndome partícipe en experimentos de fusión subcoulombiana llevados a cabo en el Laboratorio TANDAR de la Comisión Nacional de Energía Atómica. Posteriormente, al producirse en 1991 mi ingreso al Departamento de Física de la mencionada institución, aceptó dirigirme en esta Tesis para hacer realidad un sueño casi olvidado y muy postergado. De él traté de asimilar su claridad de objetivos, su rigurosidad en el análisis de datos y, muy especialmente, sus enseñanzas sobre la organización y redacción de un manuscrito. Otra persona a la que le estoy muy agradecido es el Dr. Salvador Gil, no sólo por su muy activa participación en la mayoría de mis experimentos sino también porque me demostró en muchas ocasiones cómo un físico experimental “integral” puede sortear problemas casi insalvables. También quiero dar gracias al Dr. J. E. Testoni quien, además de participar en los experimentos, siempre estuvo solícito ante mis preguntas sobre temas diversos de física nuclear y dispuesto a leer el manuscrito de este trabajo. Los Dres. G. V. Martí, A. J. Pacheco, A. O. Macchiavelli y J. O. F. Niello reciben mi gratitud por su participación e importante colaboración en los experimentos y su aporte de distinta índole relacionado con esta Tesis. Hago extensivo también mi reconocimiento por su participación en muchas horas de irradiación a los Dres. D. H. Abriola, M. di Tada, D. Tomasi y al Lic. I. Urteaga. Finalmente, agradezco al Dr. A. Gattone por la lectura del presente trabajo.

No puedo dejar de mencionar en este último párrafo el incondicional apoyo recibido de Alicia, mi esposa, para el logro de este anhelo personal.

A Nayla e Iván

Resumen

Se midieron secciones eficaces de fusión- evaporación y de transferencia para los sistemas $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$ y $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$. Los núcleos residuales se detectaron e identificaron a través de la observación *off line* de los rayos gama emitidos en sus respectivos decaimientos radioactivos. Las funciones de excitación experimentales de los residuos de evaporación se compararon con cálculos que combinan un modelo simplificado de canales acoplados y el modelo estadístico del núcleo compuesto. El acoplamiento a la excitación inelástica de los núcleos blanco fue incluido en dichos cálculos. Dicho acoplamiento fue necesario y suficiente para explicar las secciones eficaces de los sistemas $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$. La necesidad de considerar también procesos de transferencia en los cálculos correspondientes a los sistemas $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$ fue avalada por la observación de estos canales en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$. Por otro lado, el núcleo ^{119}Te producido en las reacciones de fusión- evaporación $^{110}\text{Pd}(^{12}\text{C},3n)$ y $^{115}\text{In}(^7\text{Li},3n)$ es un isótopo con dos estados de vida media larga: el metaestable ($J^\pi = 11/2^-, T_{1/2} = 4.69 \text{ d}$) y el fundamental ($J^\pi = 1/2^+, T_{1/2} = 16.05 \text{ h}$). Las relaciones isoméricas experimentales junto a cálculos del modelo de evaporación permitieron deducir el valor medio del momento angular del núcleo compuesto. La bondad de esta técnica radica en dos particularidades. Primero, su independencia de cualquier modelo de fusión y, en segundo lugar, la factibilidad de medir secciones eficaces pequeñas en la región subcoulombiana donde se predice un valor constante para $\langle l \rangle$. Los valores medio de espín así obtenidos concordaron de manera satisfactoria con aquéllos calculados mediante un modelo simple de fusión. El mencionado valor de saturación predicho a energías subcoulombianas se confirmó claramente para el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$. Finalmente, la variación esperada de $\langle l \rangle$ con la masa reducida del canal de entrada se verificó también.

Palabras claves: reacciones de núcleo compuesto, reacciones de transferencia, distribución de espín, valor medio del momento angular, relaciones isoméricas.

Average angular momentum from isomer ratio measurements

Abstract

Evaporation-residue and transfer reaction cross sections were measured for $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$ and $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$. The residual nuclei were detected and identified by off-line observation of the γ -rays emitted in their radioactive decays. The experimental evaporation-residue excitation functions were compared with combined calculations using simplified coupled-channel and statistical models. The coupling to the inelastic excitation of the target nuclei was included in these calculations. This coupling was necessary and sufficient to explain the data in the $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$ systems. The necessity of including transfer processes in the calculations corresponding to the $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$ systems was supported by the observation of these channels in the $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ system. The ^{119}Te nucleus produced in the fusion-evaporation reactions $^{110}\text{Pd}(^{12}\text{C},3n)$ and $^{115}\text{In}(^7\text{Li},3n)$ is an isotope with two isomeric states: the metastable state ($J^\pi = 11/2^-, T_{1/2} = 4.69$ d) and the ground state ($J^\pi = 1/2^+, T_{1/2} = 16.05$ h). The isomer ratio measurements together with statistical model calculations allowed to deduce the mean angular momentum of the compound nucleus. The goodness of this technique is based on two reasons. On the one hand, it is independent of any fusion model, and the other hand, it allows to measure small cross sections at subbarrier energies where a constant value for $\langle l \rangle$ is predicted. The mean angular momentum deduced in this way agrees quite well with those calculated by a simple fusion model. The expected constant value of the average total angular momentum at subbarrier energies was confirmed for the $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ system. Finally, the predicted variation of the mean orbital angular momentum with the reduced mass of the entrance channel was also verified.

Keywords: compound-nucleus reactions, transfer reactions, spin distribution, average angular momentum, isomer ratios.

Contenidos

1	Introducción	1
2	Método experimental	6
2.1	Arreglo experimental	6
2.2	Circuito electrónico y sistema de adquisición de datos	9
3	Resultados experimentales	11
3.1	Canales de fusión–evaporación y de transferencia	11
3.2	Determinación de secciones eficaces absolutas	13
3.3	Funciones de excitación	14
3.3.1	El sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$	15
3.3.2	El sistema $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$	16
3.3.3	El sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$	17
3.3.4	El sistema $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$	20
3.4	El núcleo ^{119}Te y su estado isomérico	21
4	Modelos teóricos y comparaciones	25
4.1	Modelos de fusión	25
4.1.1	Penetración de barrera unidimensional	25
4.1.2	Canales acoplados	27
4.2	Modelo estadístico del núcleo compuesto	30
4.3	Comparaciones entre teoría y experimento	32
4.3.1	Canales de fusión–evaporación	34
4.3.2	El par isomérico del núcleo ^{119}Te	41
5	Relación isomérica y valor medio del momento angular	47
5.1	Correspondencia entre el valor medio de espín y la relación isomérica	47

5.2	Deducción de $\langle J \rangle$ a través de las relaciones isoméricas experimentales	54
5.3	Distintas distribuciones para un dado R	59
6	Conclusiones	63

Lista de Figuras

1.1	Funciones de excitación en el sistema $^{16}\text{O}+^A\text{Sm}$	2
1.2	Funciones de excitación en sistemas Ni+Ni	3
1.3	Valor medio del momento angular en el sistema $^{28}\text{Si}+^{154}\text{Sm}$	4
2.1	Disposición en la cámara de dispersión para el sistema $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$	7
2.2	Disposición en la cámara de dispersión para el sistema $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$	8
2.3	Curva de eficiencia absoluta de un detector de Ge	9
2.4	Disposición de los módulos electrónicos para la adquisición de datos <i>on line</i>	10
2.5	Disposición de los módulos electrónicos para la adquisición de datos <i>off line</i>	10
3.1	Región de interés en la tabla de nucleídos	11
3.2	Espectro γ típico del sistema $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$	12
3.3	Espectro γ típico del sistema $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$	13
3.4	Principales vías de decaimiento del núcleo ^{119}Te	22
4.1	Funciones de excitación en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$	35
4.2	Funciones de excitación en el sistema $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$	36
4.3	Funciones de excitación en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$	37
4.4	Funciones de excitación en el sistema $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$	39
4.5	Función de excitación deducida del canal de <i>stripping 2pn</i> en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$	40
4.6	Niveles, líneas <i>yrast</i> y caminos de desexcitación γ del ^{119}Te	42
4.7	Función de excitación del canal $3n$ y relación isomérica correspon- diente en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$	44
4.8	Función de excitación del canal $3n$ y relación isomérica correspon- diente en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$	45

5.1	Función distribución de Fermi variando el parámetro Δl	48
5.2	Distribuciones de espín de Fermi para distintos valores de l_0 y Δl	49
5.3	Rendimientos relativos del canal $3n$ y sus dos componentes en función del momento angular del núcleo compuesto	51
5.4	Distribuciones de espín del núcleo compuesto, del canal $3n$ y de sus dos estados isoméricos	52
5.5	Relación entre el cociente isomérico y el valor medio de espín	53
5.6	Relación isomérica y valor medio del momento angular en el sistema $^{12}\text{C} + ^{110}\text{Pd}$	55
5.7	Relación isomérica y valor medio del momento angular en el sistema $^7\text{Li} + ^{115}\text{In}$	57
5.8	Valor medio del espín orbital en ambos sistemas como función de $(E_{c.m.} - V_b)$	59
5.9	Distribuciones de momento angular de diferente forma que conducen a un mismo R en el sistema $^{12}\text{C} + ^{110}\text{Pd}$	61
5.10	Influencia del acoplamiento entre el momento angular orbital y los espines intrínsecos de los reactantes	62

Lista de Tablas

3.1	Transiciones γ de los residuos radioactivos de interés	15
3.2	Secciones eficaces de fusión-evaporación en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$	16
3.3	Secciones eficaces de fusión-evaporación en el sistema $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$	17
3.4	Secciones eficaces de fusión-evaporación en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$. .	18
3.5	Secciones eficaces de transferencia y de excitación inelástica en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$	19
3.6	Secciones eficaces de fusión-evaporación en el sistema $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$	20
3.7	Secciones eficaces de los estados isoméricos del ^{119}Te en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$	23
3.8	Secciones eficaces de los estados isoméricos del ^{119}Te en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$	24
5.1	R y $\langle J \rangle$ para el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$	56
5.2	R y $\langle J \rangle$ para el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$	58
5.3	Distribuciones de Fermi en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ para un dado valor de la relación isomérica	60

Capítulo 1

Introducción

En los últimos años se ha despertado un renovado interés por las reacciones nucleares de fusión de iones pesados a energías próximas a la barrera coulombiana. El resurgimiento de tales estudios se debió, principalmente, al incremento observado en las secciones eficaces de fusión entre núcleos pesados a energías subcoulombianas respecto de las predicciones del modelo de penetración de barrera unidimensional. Este incremento se explica cuando se incorporan explícitamente, en el citado modelo teórico, los efectos del acoplamiento de canales vinculados a la excitación de otros grados de libertad permitidos por la existencia de deformaciones estáticas y/o dinámicas de los núcleos reactantes, o por transferencia de nucleones. Un clásico ejemplo de la correlación existente entre el mencionado incremento de secciones eficaces y la deformación de uno de los núcleos participantes en la reacción, se ha observado en los sistemas $^{16}\text{O} + ^A\text{Sm}$. Los isótopos estables del samario van desde el esférico ^{144}Sm hasta el altamente deformado ^{154}Sm . La Fig. 1.1 muestra las funciones de excitación experimentales de Stokstad *et al.* [1] y de DiGregorio *et al.* [2] para los distintos isótopos del samario. Se ve en la figura que la sección eficaz de fusión en la región subcoulombiana crece conforme aumenta la deformación del núcleo blanco. Cálculos realizados con el modelo de penetración de barrera unidimensional incluyendo explícitamente la deformación del núcleo blanco [3], dan cuenta de estos incrementos. Modelos más elaborados, por ejemplo aquéllos que tienen en cuenta *canales acoplados* [4]–[8], explican, también, estos incrementos. Sin embargo, el mérito de éstos reside en que dan cuenta de los incrementos observados en sistemas con núcleos no deformados considerando el acoplamiento a canales inelásticos. La Fig. 1.2 ilustra el caso correspondiente al sistema Ni+Ni medido por Beckerman *et al.* [9]–[11]. El ajuste logrado para los sistemas más

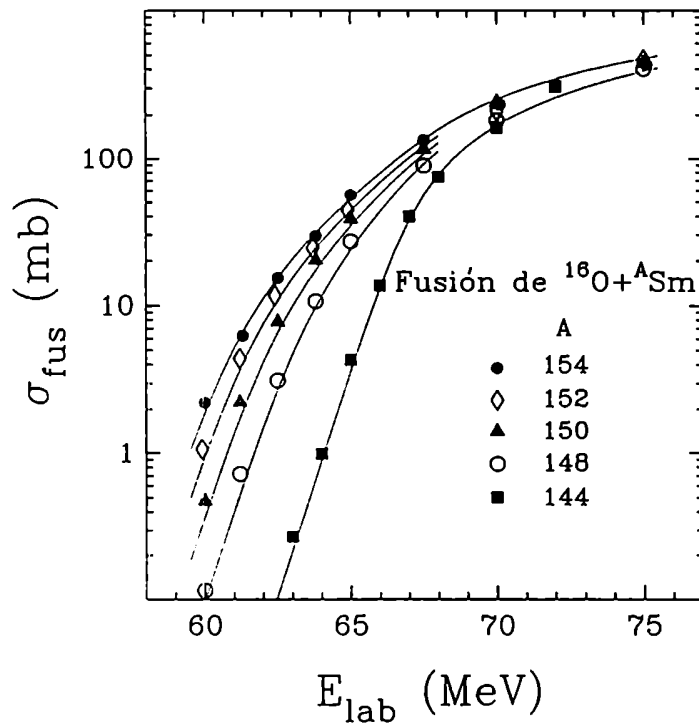


Figura 1.1: Funciones de excitación para distintos isótopos de Sm en las proximidades de la barrera coulombiana. Los puntos experimentales son extraídos de las Referencias [1] y [2]. Las curvas corresponden a cálculos realizados con el modelo de la Ref. [3].

simétricos, incluyendo los acoplamientos inelásticos de las excitaciones del proyectil y del blanco, es satisfactorio. En cambio, fue necesario incluir acoplamientos a canales de transferencia de neutrones para dar cuenta de los incrementos de la sección eficaz de fusión en la reacción $^{58}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$. En resumen, los incrementos de la sección eficaz a energías subcoulombianas observados en estos sistemas y en otras combinaciones de proyectil y blanco hacen de la fusión subcoulombiana un proceso muy interesante donde investigar el papel que juega la estructura nuclear en el efecto túnel.

La información que se obtiene de las funciones de excitación es, sin embargo, limitada. Por esta razón, el interés se ha focalizado también, durante el último lustro, en el estudio de la distribución de momento angular del núcleo compuesto en la fusión de iones pesados. Los modelos teóricos pueden confirmarse más rigurosamente mediante la comparación de sus predicciones acerca de momentos de orden superior de la distribución de momento angular con los datos experimentales

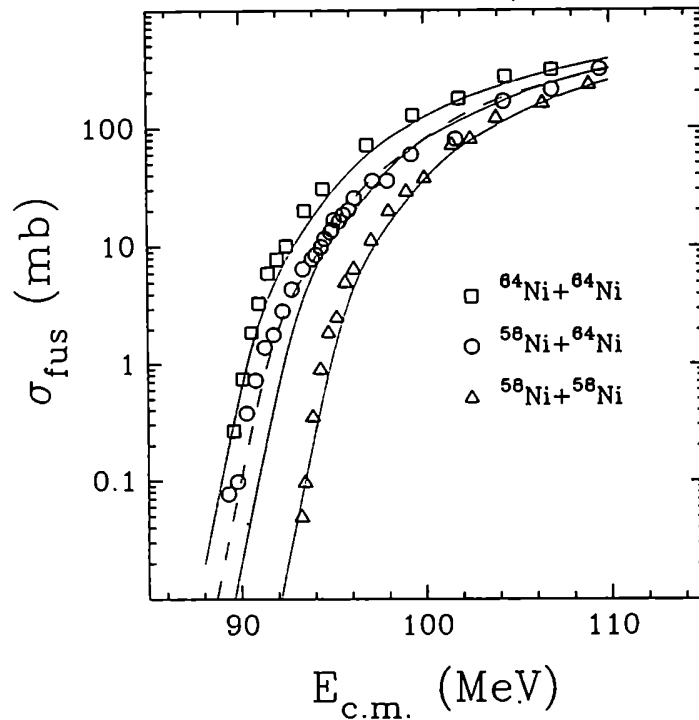


Figura 1.2: Secciones eficaces de fusión para sistemas Ni+Ni. Las líneas llenas corresponden a cálculos de canales acoplados incluyendo excitaciones vibracionales. La línea de trazos muestra el efecto de incluir canales de transferencia de uno y dos neutrones (Ref. [9]).

correspondientes. La información sobre los momentos de la distribución de momento angular se obtiene generalmente de la medición de la multiplicidad de rayos gama [12]–[22] y de la anisotropía de la distribución angular de los fragmentos de fisión [23]–[27]. Otros métodos explorados han sido la medición de las poblaciones de los niveles de una banda rotacional [28] y la determinación de los rendimientos de los residuos de evaporación producidos luego de la emisión de neutrones [29]. En particular, el conocimiento del valor medio de dicha distribución de momento angular ($\langle l \rangle$, momento de primer orden de la distribución) a energías cercanas a la barrera coulombiana ha sido objeto de experimentos realizados en aquellos sistemas donde el acoplamiento a otros grados de libertad es muy intenso [30]. El “bump” observado experimentalmente en el valor medio de la distribución de momento angular del núcleo compuesto a energías subcoulombianas (ver Fig. 1.3) se explica a través de los modelos de Wong [3] o de *canales acoplados* con deformación permanente de los núcleos [8]. La barrera de menor energía, respecto de la predicha para el caso sin acoplamientos, es la responsable del mayor número de ondas parciales

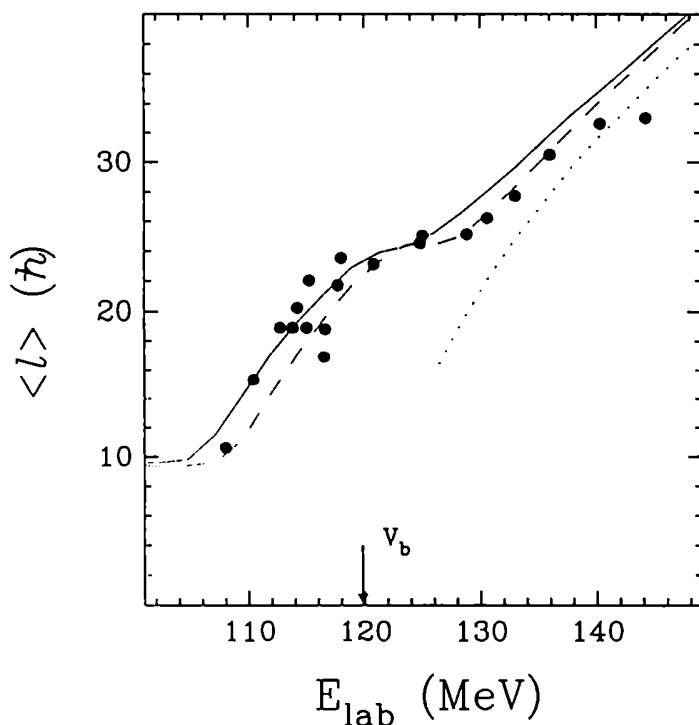


Figura 1.3: Valor medio del momento angular en el sistema $^{28}\text{Si} + ^{154}\text{Sm}$ en las proximidades de la barrera de Coulomb. La línea de puntos (trazos) corresponde a la predicción del modelo de penetración de barrera unidimensional sin (con) deformación del núcleo blanco. La línea llena es el resultado del cálculo de *canales acoplados* incluyendo deformación permanente del ^{154}Sm y las vibraciones octupolar del ^{154}Sm y cuadrupolar del ^{28}Si .

que conducen a la fusión. Esto trae como consecuencia un incremento de $\langle l \rangle$ en las cercanías de la barrera coulombiana.

Otro tópico abordado en los últimos años ha sido el estudio de la distribución de barreras involucrada en el proceso de fusión. Esta distribución de barreras suele deducirse de mediciones muy detalladas y precisas de la función de excitación de fusión a través de la determinación de la “curvatura” $d^2(E\sigma)/dE^2$ en función de la energía [31]–[35]. También se explora la posibilidad de deducir la misma información mediante la medición de las funciones de excitación de dispersión cuasi-elástica a ángulos traseros [36].

En esta tesis se estudiaron los sistemas $^{12}\text{C} + ^{108,110}\text{Pd}$ y $^7\text{Li} + ^{113,115}\text{In}$. Los efectos del acoplamiento a los grados de libertad vibratoriales de estos núcleos blanco

son débiles dadas las barreras de fusión relativamente pequeñas involucradas en estos sistemas. Por esta razón, el estudio de estos sistemas resulta interesante dado que las consecuencias del acoplamiento a canales de transferencia pueden aislarse más fácilmente. La observación *off line* de los rayos gama emitidos por los productos radioactivos formados en las reacciones permitió determinar la sección eficaz de formación de cada uno de estos productos. Las funciones de excitación correspondientes a residuos de fusión–evaporación fueron comparadas con cálculos combinados de los modelos de fusión y de evaporación del núcleo compuesto. Por otro lado, el estudio de sistemas con acoplamiento débil a otros grados de libertad es atractivo puesto que permite examinar la saturación esperada del primer momento de la distribución de espín a energías por debajo de la barrera coulombiana. Para la obtención del valor medio de la distribución de momento angular del núcleo compuesto se recurrió a una técnica experimental no muy frecuentemente utilizada que consiste en mediciones de relaciones isoméricas ([37] y [38]). Los sistemas $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ y $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ forman el núcleo compuesto ^{122}Te , el cual luego de evaporar tres neutrones conduce al isótopo ^{119}Te . Este núcleo residual posee un estado isomérico cuya vida media es de 4.69 días ($J^\pi=11/2^-$) y un estado fundamental de 16.05 horas ($J^\pi=1/2^+$). La medición de las poblaciones asociadas a estos estados permitió determinar la relación isomérica correspondiente. La relación entre este observable y el valor medio de distribución de momento angular del núcleo compuesto se estableció a través de cálculos realizados mediante un modelo de evaporación del núcleo compuesto. El comportamiento de este valor medio deducido de la distribución inicial de espines como función de la energía fue comparado con las predicciones teóricas de un modelo simplificado de *canales acoplados*. En particular, el rango de energías subcoulombianas en el que fue posible realizar mediciones en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ permitió investigar la saturación del valor medio de espín predicho por el mencionado modelo. Se analizó, además, la dependencia del valor del momento angular de saturación con la masa reducida de los sistemas $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ y $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$. Cabe mencionar que los núcleos reactantes del sistema más asimétrico ($^7\text{Li}+^{115}\text{In}$) tienen espines intrínsecos distintos de cero y por lo tanto se pudo examinar su influencia en el valor medio de la distribución de momento angular .

Capítulo 2

Método experimental

2.1 Arreglo experimental

Los experimentos para el estudio de los sistemas $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$ y $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$ fueron llevados a cabo en el Laboratorio TANDAR de la Comisión Nacional de Energía Atómica. Los haces incidentes se obtuvieron del acelerador en "tandem" de 20 MV de dicha instalación. proyectiles de ^{12}C cuyas energías en el sistema laboratorio variaron entre 36.5 y 54 MeV fueron utilizados para bombardear blancos delgados de paladio metálico enriquecido (96.98% de ^{110}Pd y 2.35% de ^{108}Pd). La densidad superficial (δ) de estos blancos fue de aproximadamente $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Estos blancos fueron preparados por dilución de paladio metálico enriquecido en ácido nítrico y posterior depósito de esta solución sobre láminas de carbono de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de densidad superficial. Los núcleos residuales producidos en las reacciones de fusión-*evaporación*, y eventualmente en las de *transferencia*, son emitidos en direcciones próximas a la del haz y fueron colectados en folias de aluminio contiguas al blanco cuyos espesores variaron entre 650 y $950 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Para el restante sistema, blancos de indio natural ($\delta \sim 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, 95.7% de ^{115}In y 4.3% de ^{113}In) fueron bombardeados con iones de ^7Li cuyas energías de laboratorio variaron entre 20.4 y 37.1 MeV. Estos blancos fueron preparados por *evaporación* en vacío sobre láminas de aluminio de $900 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espesor. Este sustrato también actuó como "catcher" para atrapar los residuos producidos en las reacciones. Un segundo "catcher" fue colocado detrás del conjunto blanco y "catcher" para verificar que ningún residuo de fusión-*evaporación* o *transferencia* pudiera haber escapado del primero. Esto sólo se hizo para la energía de bombardeo más alta de ambos sistemas.

El conjunto blanco y "catcher" fue colocado en una cámara de dispersión enfrentando a los proyectiles provistos por el acelerador. Durante las irradiaciones, dos detectores de barrera de superficie de silicio fueron utilizados como monitores registrando la dispersión elástica. Dado que a ángulos delanteros la sección eficaz de dispersión elástica obedece la fórmula de Rutherford y que los ángulos sólidos de los detectores son conocidos, fue posible entonces obtener mediciones absolutas de las secciones eficaces de fusión-evaporación. Sin embargo, puesto que se está irradiando simultáneamente dos centros dispersores (blanco y "catcher"), puede ocurrir que los dos picos observados en el espectro asociados a la dispersión elástica no estén claramente separados entre sí. Este problema se presenta en el sistema $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$. Con el objeto de evitar estas dificultades, uno de los detectores fue colocado a 30° y el otro a 90° respecto de la dirección del haz incidente (ver Fig. 2.1). A este ángulo, la sección eficaz del canal elástico para el sistema $^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$

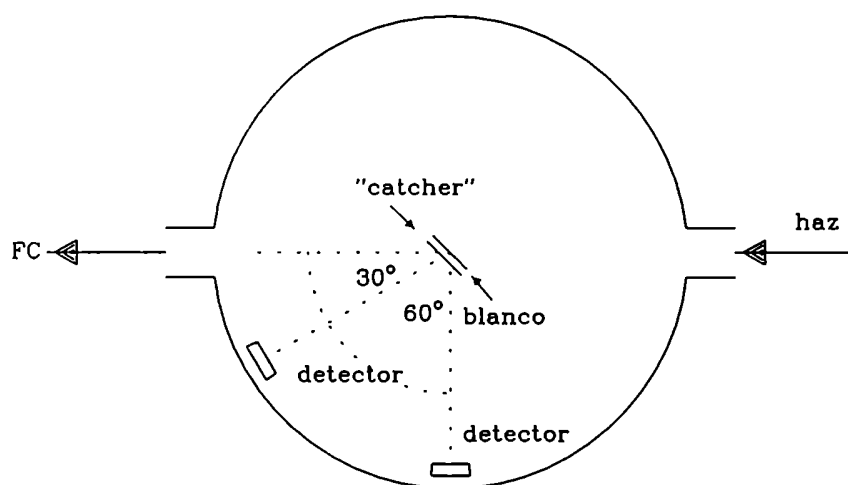


Figura 2.1: Disposición experimental en la cámara de dispersión para el sistema $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$.

es prácticamente nula y, por lo tanto, sólo se observará el pico elástico del sistema de interés. Irradiaciones de corta duración con el blanco de paladio solamente como centro dispersor, permitieron determinar la relación entre la sección eficaz de dispersión elástica a 90° y la correspondiente a 30° (exclusivamente dispersión de Rutherford). Conocida esta relación, el número de cuentas correspondiente a la dispersión elástica a 30° fue determinada a partir del pico observado en el detector colocado a 90° en las irradiaciones de blanco y "catcher". En cambio, en el sistema $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$ los dos picos asociados a la dispersión elástica están clara-

mente separados y por ello los monitores fueron directamente colocados a $\pm 30^\circ$ respecto de la dirección del haz incidente (Fig. 2.2). Cabe acotar que el ángulo

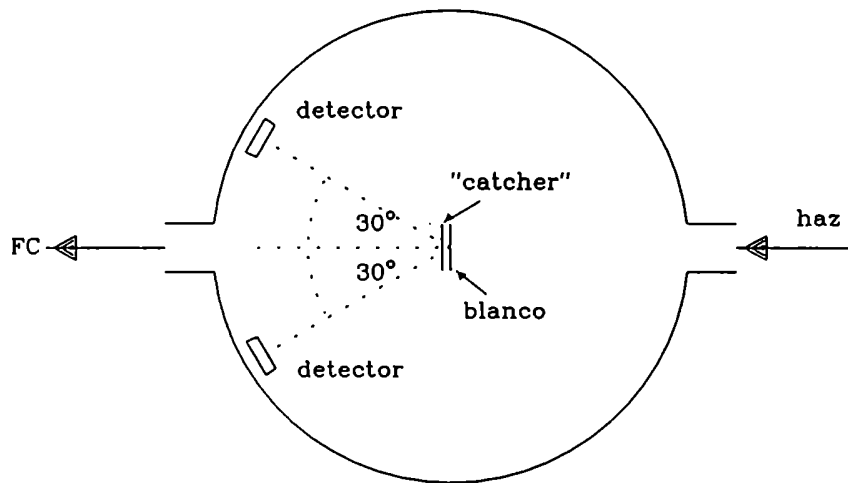


Figura 2.2: Disposición experimental en la cámara de dispersión para el sistema ${}^7\text{Li}+{}^{113,115}\text{In}$.

sólido subtendido por los detectores ubicados a 30° fue de ~ 0.14 msr mientras que el correspondiente a 90° fue de ~ 5.50 msr. Esta diferencia significativa se debe a la necesidad de compensar con un mayor ángulo sólido la muy baja sección eficaz del canal elástico a 90° .

El tiempo de irradiación y la intensidad del haz para cada energía de bombardeo se ajustaron de forma tal de obtener una tasa de conteo razonable en la medición *on line* según las necesidades impuestas por la magnitud estimada de la sección eficaz de reacción y el período involucrado en la misma. Estos intervalos de tiempo variaron entre 2 y 10 horas con intensidades de corriente que fueron desde 15 hasta 180 nA (eléctricos). Finalizada la irradiación, el "catcher" fue retirado de la cámara de dispersión y colocado frente a un detector de germanio para observar los rayos γ emitidos por los isótopos radioactivos producidos a través de distintas reacciones. El tiempo característico transcurrido entre el fin de irradiación y el comienzo del conteo de dichos rayos γ fue de 5 a 8 minutos. La resolución típica en energía de los detectores de germanio utilizados en los experimentos fue de 2.0 keV (FWHM) a 1332.5 keV. Una curva de la eficiencia absoluta de detección en función de la energía del fotopico puede verse en la Fig. 2.3 para uno de dichos detectores. Esta curva fue obtenida usando un conjunto de fuentes calibradas. La eficiencia del

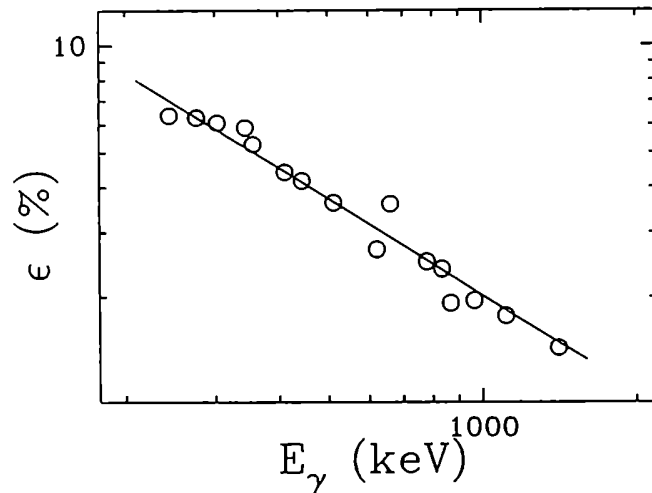


Figura 2.3: Típica curva de la eficiencia absoluta del detector de Ge en función de la energía del fotopico.

detector utilizado en los experimentos de $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$ fue determinada con un error de 4% en el rango de energías de 200 to 2000 keV mientras que fue estimado en $\sim 15\%$ para energías menores a 200 keV. Por su parte, la incerteza de la eficiencia del detector de germanio empleado en las irradiaciones del sistema $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$ fue 15% para energías mayores a 120 keV.

2.2 Circuito electrónico y sistema de adquisición de datos

En cada una de las irradiaciones pueden distinguirse dos etapas: una primera que corresponde a la irradiación propiamente dicha (*on line*), y una posterior que está asociada a la detección de los rayos γ emitidos por los residuos radioactivos atrapados en el “catcher” (*off line*). En la etapa *on line*, uno determina la constante de normalización necesaria para la obtención de secciones eficaces absolutas mediante la medición del canal elástico en los detectores de silicio. Una representación esquemática del circuito electrónico asociado a estos monitores puede verse en la Fig. 2.4. En esta misma etapa, el “perfil” del haz (intensidad en función del tiempo) se obtuvo grabando en un espectrómetro multicanal la corriente integrada en la copa de Faraday ubicada a pocos metros de la cámara de dispersión durante intervalos de un minuto. En la etapa *off line*, los espectros de energía correspondientes a los rayos gamma de los productos de las reacciones fueron acumulados y grabados automáticamente para distintos intervalos de tiempo durante varias horas. En la

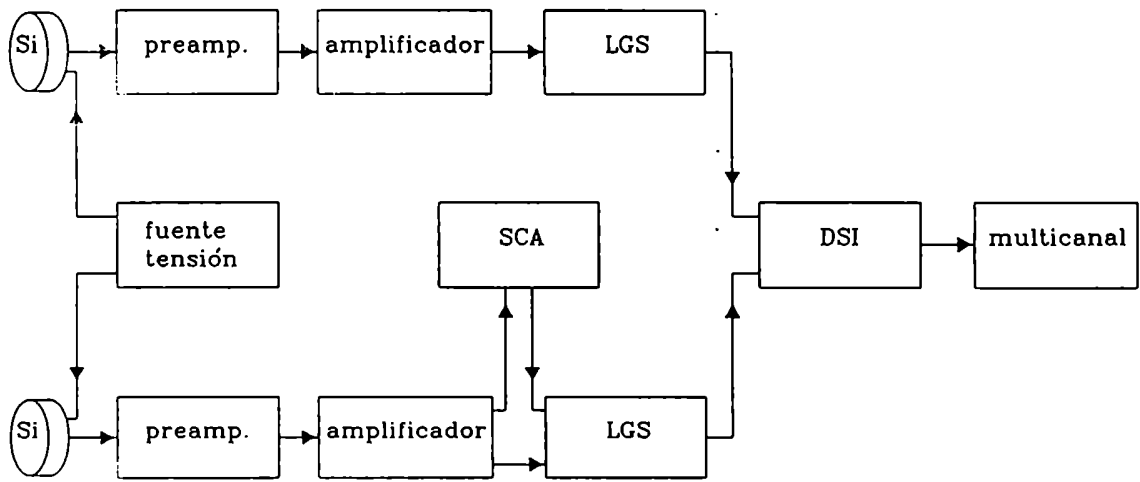


Figura 2.4: Circuito electrónico utilizado para la adquisición de datos en la etapa *on line*.

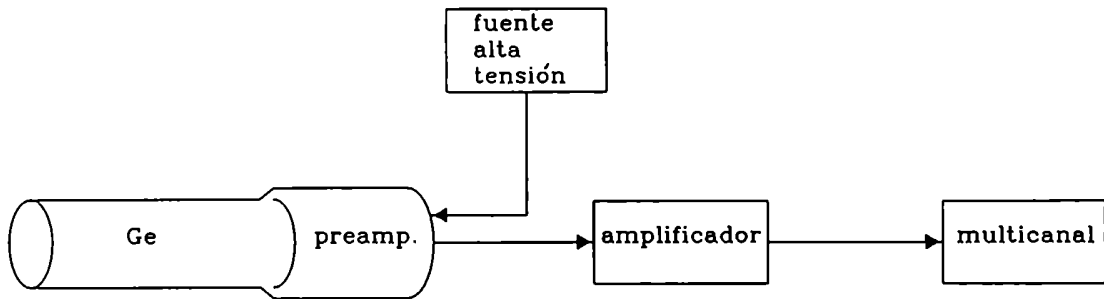


Figura 2.5: Dispositivo electrónico utilizado para la adquisición de datos en la etapa *off line*.

Fig. 2.5 se ilustra el dispositivo electrónico correspondiente.

Capítulo 3

Resultados experimentales

3.1 Canales de fusión–evaporación y de transferencia

Las reacciones nucleares estudiadas en esta tesis dieron lugar a la formación de diversos isótopos radioactivos provenientes de procesos de fusión–evaporación y de transferencia de partículas. La Fig. 3.1 muestra la zona de la tabla de isótopos correspondiente a dichos productos. Las Figuras 3.2 y 3.3 muestran espectros γ

<u>^{116}Te</u> 2.49h	<u>^{117}Te</u> 1.03h	^{118}Te 6.00d	<u>^{119}Te</u> m g 4.69d 16.1h	^{120}Te estable	^{121}Te m g 154d 16.8d	^{122}Te estable
^{115}Sb 32.1m	<u>^{116}Sb</u> m g 1.01h 15.8m	<u>^{117}Sb</u> 2.80h	<u>^{118}Sb</u> m g 5.00h 3.6m	^{119}Sb 1.59d	^{120}Sb m g 5.76d 15.9m	^{121}Sb estable
^{114}Sn estable	^{115}Sn estable	^{116}Sn estable	<u>^{117}Sn</u> m g 13.6d estable	^{118}Sn estable	<u>^{119}Sn</u> m g 293d estable	^{120}Sn estable
<u>^{113}In</u> m g 1.66h estable	<u>^{114}In</u> m g 49.5d 71.9s	<u>^{115}In</u> m g 4.49h estable	<u>^{116}In</u> m2 m1 g 2.18s 54.2m 14s	<u>^{117}In</u> m g 1.94h 43.8m	<u>^{118}In</u> m2 m1 g 8.5s 4.45m 5.0s	^{119}In m g 18.0m 2.4m

Figura 3.1: Región de interés en la tabla de nucleídos. Los isótopos observados experimentalmente están subrayados con doble línea.

típicos observados en las irradiaciones correspondientes a los sistemas $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$ y $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$. Los rayos γ más prominentes asociados al decaimiento de los distintos residuos radioactivos están indicados con la energía de la transición y el núcleo “madre” correspondiente. Los tiempos de irradiación y conteo correspon-

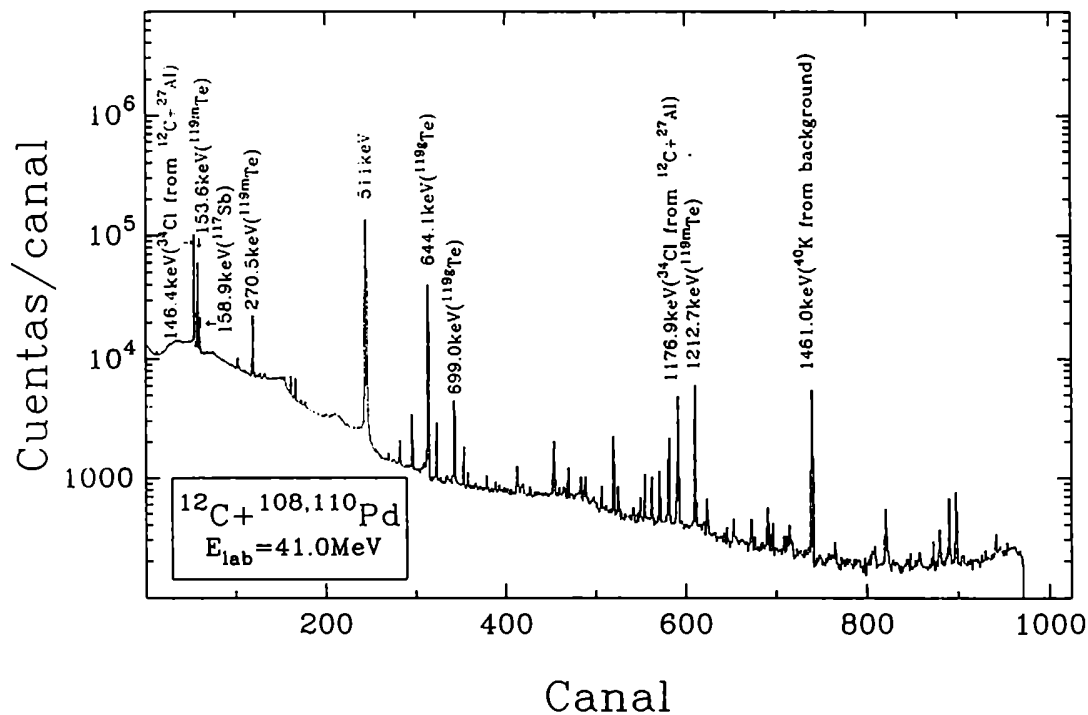


Figura 3.2: Espectro *off line* obtenido con un detector de Ge para el sistema $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$ mostrando los rayos γ emitidos por los residuos radioactivos.

dientes al espectro de la Fig. 3.2 fueron de aproximadamente 10 y 5 horas, respectivamente; la intensidad del haz fue ~ 60 nA. La energía de bombardeo de este espectro es, aproximadamente, la correspondiente a la de la barrera coulombiana. En cambio, el espectro de la Fig. 3.3 fue acumulado durante 3 horas luego de haber irradiado el blanco de indio natural durante 2.5 horas con un flujo incidente de ~ 15 nA. La marcada diferencia en las magnitudes inherentes a la producción de los residuos radioactivos se debe a que la energía de bombardeo del espectro del sistema $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$ es $\sim 25\%$ mayor que la correspondiente a la barrera coulombiana. A esta energía, las secciones eficaces de los canales abiertos son sustancialmente mayores. Como puede verse, el espectro correspondiente al sistema $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$ muestra un mayor número de rayos γ . En particular, transiciones asociadas al decaimiento de algunos isótopos del indio reflejan claramente la presencia de canales de transferencia de nucleones en este sistema.

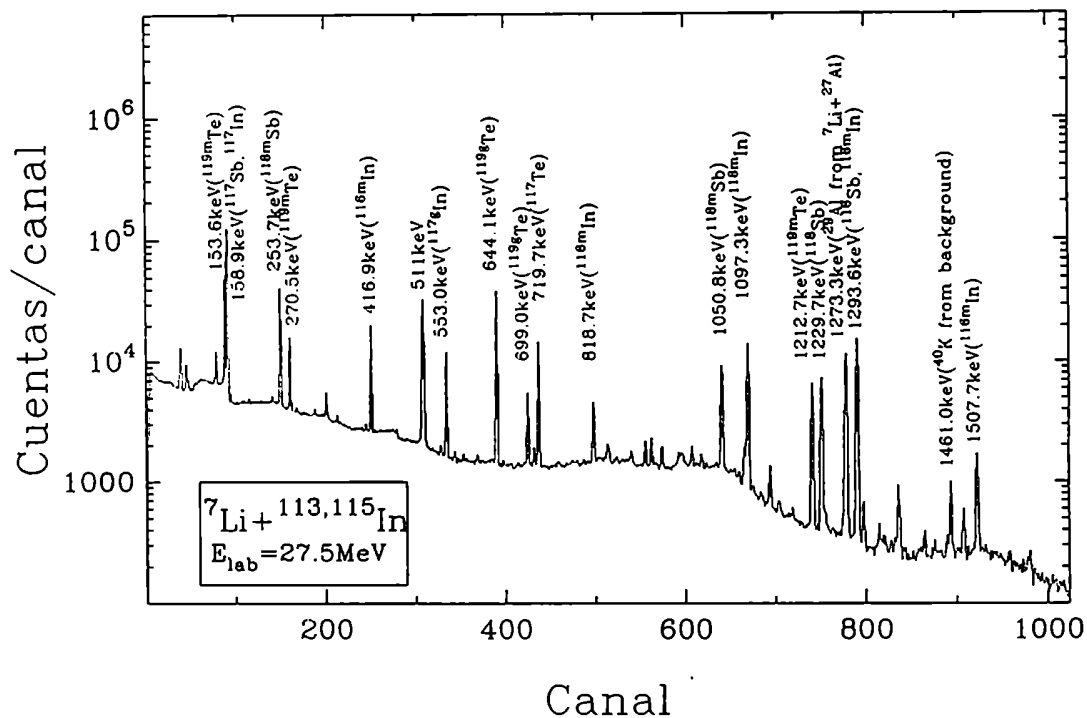


Figura 3.3: Espectro *off line* obtenido con un detector de Ge para el sistema ${}^7\text{Li}+{}^{113,115}\text{In}$ mostrando los rayos γ emitidos por los residuos radioactivos.

3.2 Determinación de secciones eficaces absolutas

El número de residuos formados por unidad de tiempo de un dado isótopo radioactivo fue determinado a través del área del correspondiente rayo γ , su intensidad absoluta (tomada de la Ref. [39]), la eficiencia del detector para su energía, y finalmente extrapolando la curva de decaimiento al fin de la irradiación. Se realizaron correcciones para tener en cuenta la variación de la intensidad del haz durante el bombardeo, el número de residuos desintegrados durante la irradiación y la longitud finita del intervalo de conteo. Luego, un valor absoluto de la sección eficaz se obtuvo normalizando esta tasa de producción al flujo de partículas incidentes sobre el blanco y al número de átomos de éste. Para efectuar esta normalización se necesita conocer la densidad superficial del blanco y la corriente del haz en el mismo, o bien, determinar el producto de ambas a través de la dispersión de Rutherford. La primera de estas alternativas requiere del conocimiento de un valor constante para el número de átomos del blanco por unidad de volumen. Esta exigencia sólo puede ser satisfecha en muy pocas situaciones. La densidad superficial

del blanco puede variar en el tiempo como consecuencia de la pérdida de material por numerosas horas de irradiación y/o flujos de haz muy intensos. Más aún, posibles inhomogeneidades del blanco relacionadas con el método empleado en su preparación junto a posibles oscilaciones del enfoque del haz conducen al resultado final de no poder asegurar un valor fijo de la densidad superficial durante el transcurso de la irradiación. Todas estas razones hacen que un monitoreo continuo del número de partículas dispersadas a un dado ángulo asegure una normalización más confiable.

Las distintas fuentes de error que contribuyen a la incerteza total de la sección eficaz absoluta fueron estimadas según se detalla a continuación: normalización basada en la dispersión de Rutherford, 6%; eficiencia del detector de rayos γ , 4% para el utilizado en el sistema $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$ y 15% para el correspondiente al sistema $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$; áreas de los fotopicos, típicamente $\sim 5\%$ (excepto para secciones eficaces muy bajas para las cuales este error puede llegar al $\sim 25\%$) y finalmente intensidad de los rayos γ , $< 1\%$. Es importante destacar aquí la naturaleza sistemática de alguno de estos errores. La incerteza correspondiente a la eficiencia del detector de rayos γ es parcialmente estadística y parcialmente sistemática mientras que la asociada a la normalización es puramente sistemática. Por ello, esta última puede cancelarse cuando uno calcula cocientes de secciones eficaces (por ejemplo, en las relaciones isoméricas). Respecto de la incerteza de la energía del haz, la misma fue estimada en 0.5%.

3.3 Funciones de excitación

La Tabla 3.1 muestra una lista de los productos de reacción junto a la energía e intensidad del rayo γ detectado a través del cual se determinó la sección eficaz absoluta del canal correspondiente. Estos nucleídos tienen su origen en distintos sistemas y pueden provenir de reacciones de fusión-evaporación y/o transferencia de partículas. En particular, cada residuo de evaporación del sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ corresponde al mismo canal de evaporación del sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ dado que ambos sistemas forman el mismo núcleo compuesto ^{122}Te . Análoga observación cabe para los productos de la fusión de los sistemas $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$ y $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$ (núcleo compuesto ^{120}Te). Así, el isótopo ^{119}Te corresponde a las reacciones $^{110}\text{Pd}(^{12}\text{C},3n)$ y

Tabla 3.1: Transiciones γ observadas para cada uno de los residuos radioactivos.

Isótopo	E_γ (keV)	I_γ (%)
^{119m}Te	1212.7	66.7
^{119g}Te	644.1	84.5
^{117}Te	719.7	64.7
^{116}Te	93.7	32.1
^{118m}Sb	253.7	99.0
^{117}Sb	158.6	85.9
^{116m}Sb	972.5	72.0
^{117g}In	553.0	99.7
^{116m}In	416.9	29.2
^{115m}In	336.3	45.8

$^{115}\text{In}(^7\text{Li},3n)$ mientras que los núcleos ^{117}Te y ^{116}Te están asociados con los canales de evaporación $3n$ y $4n$ de los sistemas $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$ y $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$. Los nucleídos ^{118m}Sb , ^{117}Sb y ^{116m}Sb detectados en las irradiaciones del sistema $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$ corresponden a las reacciones $^{110}\text{Pd}(^{12}\text{C},p3n)$, $^{108}\text{Pd}(^{12}\text{C},p2n)$ y $^{108}\text{Pd}(^{12}\text{C},p3n)$, respectivamente. Estos mismos isótopos de Sb observados en el sistema $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$ pueden provenir no sólo del proceso de fusión–evaporación sino también de reacciones de transferencia (ver secciones siguientes). Respecto de los tres isótopos de indio mostrados en la lista, fueron observados únicamente en las irradiaciones del sistema $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$. Por todo lo expuesto, resulta entonces conveniente separar el análisis de las funciones de excitación experimentales obtenidas en cada uno de los cuatro sistemas.

3.3.1 El sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$

Las secciones eficaces absolutas medidas para la producción de ^{119}Te y ^{118m}Sb (canales de fusión–evaporación $3n$ y $p3n$) están dadas en la Tabla 3.2. La sección eficaz del canal $3n$ se obtuvo simplemente sumando las correspondientes secciones eficaces de formación de sus estados metaestable y fundamental puesto que no hay transición isomérica entre dichos estados. El canal $2n$ conduce al núcleo estable ^{120}Te , razón por la cual no pudo ser detectado mediante la técnica utilizada. El

Tabla 3.2: Secciones eficaces de fusión–evaporación para el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$.

$E_{c.m.}(\text{MeV})$	^{119}Te $\sigma_{3n}(\text{mb})$	^{118m}Sb $\sigma_{p3n(m.s.)}^{\dagger}(\text{mb})$
48.7	156.1 ± 1.2	12.81 ± 0.06
46.0	190.6 ± 1.0	5.38 ± 0.03
43.3	235.9 ± 1.5	1.64 ± 0.05
41.5	203.6 ± 0.9	0.52 ± 0.03
39.7	145.9 ± 1.4	0.12 ± 0.03
37.9	101.4 ± 1.5	
37.0	56.32 ± 0.59	
36.1	36.65 ± 0.81	
35.2	11.92 ± 0.21	
34.7	6.85 ± 0.11	
34.3	3.26 ± 0.12	
33.8	1.87 ± 0.08	
33.4	0.81 ± 0.07	

† : Estas secciones eficaces corresponden a la formación del estado metaestable.
Las incertezas sólo incluyen errores estadísticos.

canal $4n$ (núcleo ^{118}Te) no emite rayos γ en su decaimiento. Su presencia tampoco pudo detectarse a través de su hija, el núcleo ^{118g}Sb , pues las intensidades de las transiciones γ emitidas en su decaimiento son muy bajas. El residuo de evaporación ^{119}Sb (canal $p2n$) no pudo ser observado pues la energía de la transición involucrada en su decaimiento (23.9 keV) estuvo fuera del límite de detección en energía de los experimentos.

3.3.2 El sistema $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$

Las secciones eficaces absolutas para la formación de los residuos de evaporación medidas en este sistema se encuentran en la Tabla 3.3. Dichos núcleos residuales corresponden a los canales de fusión–evaporación $3n$, $4n$, $p2n$ y $p3n$ (^{117}Te , ^{116}Te , ^{117}Sb y ^{116m}Sb , respectivamente). Las secciones eficaces experimentales del canal $3n$ para las dos energías más altas (45.9 y 48.6 MeV) podrían tener alguna contribución del canal $5n$ del sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ ($Q = 43.6$ MeV). Para determinar

Tabla 3.3: Secciones eficaces de fusión–evaporación para el sistema $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$.

$E_{c.m.}(\text{MeV})$	^{117}Te	^{117}Sb	^{116}Te	^{116m}Sb
	$\sigma_{3n}(\text{mb})$	$\sigma_{p2n}(\text{mb})$	$\sigma_{4n}(\text{mb})$	$\sigma_{p3n(m.s.)}^{\dagger}(\text{mb})$
48.6	368.3 ± 4.7	148.8 ± 4.0	104.2 ± 2.5	17.5 ± 3.5
45.9	316.3 ± 2.5	123.2 ± 2.1	38.7 ± 1.4	7.7 ± 2.2
43.2	312.5 ± 3.9	75.7 ± 3.5	16.1 ± 2.4	
41.4	221.4 ± 2.8	73.1 ± 2.3	9.1 ± 1.2	
39.6	137.5 ± 3.1	38.2 ± 2.7		
37.8	88.9 ± 4.1	17.6 ± 3.4		
36.9	30.9 ± 2.8			
36.0	21.6 ± 2.3	7.5 ± 1.9		
35.1	11.5 ± 2.5			
34.7	0.16 ± 0.04			

† : Estas secciones eficaces corresponden a la formación del estado metaestable. Las incertezas sólo incluyen errores estadísticos.

las secciones eficaces del canal $p2n$, núcleo ^{117}Sb , se analizó la transición gama de 158.56 keV. Otros tres núcleos emiten este rayo γ en sus decaimientos respectivos: ^{117m}In , ^{117g}In y ^{117m}Sn . La contribución de este último con un período de 13.6 días pudo despreciarse pues las mediciones de actividad duraron menos de 5 horas. Respecto de las otras dos contribuciones, ^{117m}In e ^{117g}In , las mismas fueron igualmente ignoradas pues no se observaron en los espectros rayos γ puros de estos isótopos ($E_{\gamma} = 315.3$ keV con $I_{\gamma} = 19.1\%$ y $E_{\gamma} = 553.0$ keV con $I_{\gamma} = 99.7\%$, respectivamente). La formación adicional de ^{117}Sb por desintegración del ^{117}Te fue descontada a través del conocimiento de las secciones eficaces de esta última [40].

3.3.3 El sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$

Este sistema forma el mismo núcleo compuesto que el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ y, por lo tanto, se analizaron las mismas transiciones gama para extraer de ellas las secciones eficaces de los canales de fusión–evaporación. Los resultados de estas mediciones se presentan en la Tabla 3.4. Como se anticipó en la Sección 3.1, los espectros de este sistema mostraron la presencia de rayos γ pertenecientes

Tabla 3.4: Secciones eficaces de fusión–evaporación para el sistema ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$.

$E_{c.m.}(\text{MeV})$	${}^{119}\text{Te}$	${}^{118m}\text{Sb}$
	$\sigma_{3n}(\text{mb})$	$\sigma_a^\dagger(\text{mb})+\sigma_b^\dagger(\text{mb})$
35.0	220.2 ± 5.7	80.01 ± 0.25
32.3	311.2 ± 6.3	47.56 ± 0.23
29.6	462.2 ± 6.0	34.43 ± 0.20
27.8	528.2 ± 9.5	29.92 ± 0.26
26.0	524.9 ± 5.9	21.85 ± 0.16
24.2	442.3 ± 5.8	15.3 ± 1.2
22.4	295.9 ± 4.4	9.20 ± 0.12
21.5	232.8 ± 3.6	6.85 ± 0.12
20.6	155.9 ± 3.4	4.26 ± 0.09
20.1	112.4 ± 2.9	2.97 ± 0.09
19.7	72.1 ± 2.9	2.16 ± 0.10
19.2	56.1 ± 1.9	1.40 ± 0.06

† : Estas secciones eficaces corresponden a la formación del estado metaestable.

a : reacción de fusión–evaporación $p3n$.

b : reacción de transferencia “stripping” $2pn$.

Las incertezas sólo incluyen errores estadísticos.

al decaimiento de isótopos producidos en reacciones de transferencia (“stripping” de 1 y 2 neutrones) y de dispersión inelástica. Las secciones eficaces para estos canales se presentan en la Tabla 3.5. Debe notarse que la actividad medida para el rayo de 416.9 keV incluye las contribuciones del ${}^{116m1}\text{In}$ e ${}^{116m2}\text{In}$ puesto que el isómero con vida media de 2.18 s decae completamente en el estado isomérico cuyo período es de 54.2 min. En consecuencia, las secciones eficaces de “stripping” de 1 neutrón obtenidas en este trabajo están asociadas a la formación de dos de los tres isómeros de este núcleo (${}^{116m1}\text{In}$ e ${}^{116m2}\text{In}$). La producción del ${}^{117m}\text{In}$ fue también observada a través del rayo γ de 315.2 keV; sin embargo, la estadística limitada no permitió obtener secciones eficaces confiables. Por ello, dado que este estado metaestable decae al estado fundamental con una probabilidad de 47%, la actividad de la transición de 553.0 keV cuenta para la formación de ${}^{117g}\text{In}$ más alguna contribución proveniente del ${}^{117m}\text{In}$. Entonces, las secciones eficaces de

Tabla 3.5: Secciones eficaces experimentales de transferencia de 1 y 2 neutrones y dispersión inelástica para ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$.

$E_{c.m.}(\text{MeV})$	${}^{115m}\text{In}$	${}^{116m1}\text{In}$	${}^{117g}\text{In}$
	$\sigma_{incl.(1/2-)}(\text{mb})$	$\sigma_{1n\text{-stripping}}^\dagger(\text{mb})$	$\sigma_{2n\text{-stripping}}^\ddagger(\text{mb})$
35.0	4.32 ± 0.34	54.37 ± 0.64	9.30 ± 0.20
32.3	3.15 ± 0.29	43.40 ± 0.57	9.22 ± 0.20
29.6	3.06 ± 0.37	42.41 ± 0.52	10.66 ± 0.18
27.8	3.66 ± 0.44	42.76 ± 0.85	12.38 ± 0.32
26.0	3.55 ± 0.31	43.52 ± 0.52	12.21 ± 0.18
22.4	2.07 ± 0.21	31.63 ± 0.39	8.49 ± 0.14
21.5	1.69 ± 0.19	28.58 ± 0.40	7.31 ± 0.13
20.6	1.53 ± 0.23	21.81 ± 0.29	4.93 ± 0.10
20.1	1.32 ± 0.19	17.91 ± 0.36	3.80 ± 0.11
19.7	1.02 ± 0.20	17.64 ± 0.41	3.61 ± 0.14
19.2	0.76 ± 0.11	12.56 ± 0.25	2.23 ± 0.08

\dagger : Estas secciones eficaces corresponden a la formación de dos estados metaestables.

\ddagger : Estas secciones eficaces corresponden a la formación parcial del estado metaestable y a la población total del estado fundamental.

Las incertezas sólo incluyen errores estadísticos.

“stripping” de 2 neutrones obtenidas mediante la observación de dicho rayo γ deben asociarse a la población total del estado fundamental más una formación parcial del estado metaestable. Otros canales de transferencia están favorecidos energéticamente en este sistema: “pickup” de 1 protón y reacciones de “stripping” de p , pn , $p2n$, $2pn$ y $2p2n$. Sin embargo, la mayoría de estos canales no pudieron ser medidos a través de la técnica experimental empleada. Ello se debe a que algunos de estos canales corresponden a, isótopos estables (${}^{114}\text{Cd}$, ${}^{116}\text{Sn}$, ${}^{118}\text{Sn}$), o a isótopos de vida media muy larga comparada con los tiempos de irradiación y medición (${}^{117}\text{Sn}$), o a isótopos donde la energía de la transición involucrada está por debajo del límite de detección de este trabajo (${}^{119}\text{Sb}$). Por su parte, el canal de “stripping” $2pn$ compite con el canal de fusión–evaporación $p3n$ para la formación del núcleo ${}^{118}\text{Sb}$. Si bien este isótopo también podría provenir de la reacción ${}^{113}\text{In}({}^7\text{Li},pn)$, las correspondientes actividades deberían ser muy bajas

dada la baja concentración de ^{113}In (4.3%) en el blanco de indio natural.

3.3.4 El sistema $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$

En la Tabla 3.6 se presentan las secciones eficaces absolutas para la formación de

Tabla 3.6: Secciones eficaces experimentales de fusión–evaporación para el sistema $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$.

$E_{c.m.}(\text{MeV})$	^{117}Te	^{116}Te	^{116m}Sb
	$\sigma_{3n}(\text{mb})$	$\sigma_{4n}(\text{mb})$	$\sigma_{p3n(m.s.)}^\dagger(\text{mb})$
34.9	461.3 ± 7.6	351.2 ± 6.9	87.8 ± 9.7
32.2	436.9 ± 7.1	159.2 ± 6.1	40.3 ± 7.0
29.5	551.0 ± 6.9	52.6 ± 4.3	28.8 ± 4.1
27.7	$601. \pm 11.$	1.25 ± 0.32	0.35 ± 0.18
25.9	514.4 ± 6.5		
22.3	239.5 ± 4.4		
21.4	179.2 ± 4.3		
20.5	97.8 ± 3.0		
20.1	56.5 ± 3.0		
19.6	45.5 ± 3.4		
19.2	24.2 ± 2.2		

† : Estas secciones eficaces corresponden a la formación del estado metaestable. Las incertezas sólo incluyen errores estadísticos.

^{117}Te , ^{116}Te y ^{116m}Sb en este sistema. Estos núcleos residuales provienen de los canales de fusión–evaporación $3n$, $4n$ y $p3n$. La fusión de $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$ forma el mismo núcleo compuesto (^{120}Te) que el sistema $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$ y por ello, para la obtención de las secciones eficaces correspondientes, se siguieron las mismas transiciones γ que en este sistema. Al igual que en la Tabla 3.3, las secciones eficaces para el ^{117}Te a las dos energías más altas pueden tener alguna contribución adicional proveniente del canal $5n$ del sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ ($Q = 29.9 \text{ MeV}$).

Producción extra del nucleído ^{117}Sb

La formación del núcleo residual ^{117}Sb fue analizada a través del rayo γ de 158.6 keV. Conocidas las secciones eficaces experimentales del núcleo madre (^{117}Te), la formación adicional proveniente de su desintegración en ^{117}Sb pudo ser sustraída [40]. Como fue señalado en la Sección 3.3.2, esta transición también pertenece a otras vías de decaimiento. Las contribuciones con origen en el decaimiento de los núcleos ^{117m}In e ^{117g}In también tuvieron que ser descontadas dado que otras transiciones de estos isótopos ($E_\gamma = 315.3$ keV y $E_\gamma = 553.0$ keV, respectivamente) fueron observadas en los espectros. Luego, si uno supone que la actividad resultante del ^{117}Sb proviene exclusivamente del canal de fusión–evaporación $p2n$ del sistema $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$, las secciones eficaces de este canal serían sustancialmente mayores que las correspondientes al canal $3n$ (por ejemplo, $\sigma_{p2n} \sim 700$ mb versus $\sigma_{3n} \sim 440$ mb a $E_{\text{c.m.}} = 32.2$ MeV). Cualquier posible razón que pudiera explicar las considerables actividades medidas del ^{117}Sb debe tener su origen en el isótopo mayoritario que compone el blanco de indio natural. El canal de “stripping” de 2 protones en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ podría ser el responsable de dichas actividades aunque esta reacción de transferencia no esté entre las más favorecidas energéticamente.

3.4 El núcleo ^{119}Te y su estado isomérico

El núcleo ^{119}Te proviene del canal de fusión–evaporación $3n$ en los sistemas $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ y $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$. Este canal de reacción es el modo dominante en el decaimiento del núcleo compuesto ^{122}Te a energías próximas y por debajo de la barrera coulombiana en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$. El mismo canal es el más importante a energías próximas y por arriba de la barrera coulombiana en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$. Un esquema parcial del decaimiento del núcleo ^{119}Te puede apreciarse en la Fig. 3.4. El nucleído ^{119}Te posee dos estados de vida media larga: uno de 4.69 días y espín $11/2$ (*m.s.*, estado metaestable o isomérico) y el otro de 16.05 horas de período y momento angular intrínseco $1/2$ (*g.s.*, estado fundamental). La población de cada uno de estos dos estados se obtuvo a través de la transición γ más intensa de las respectivas vías de decaimiento: $E_\gamma = 1212.7$ keV ($I_\gamma = 66.7$ %) para el estado metaestable y $E_\gamma = 644.1$ keV ($I_\gamma = 84.5$ %) para el estado fundamental. Cabe mencionar que el estado metaestable puede identificarse, también, mediante otro rayo γ de significativa intensidad ($E_\gamma = 153.6$ keV, $I_\gamma = 67$ %). Si bien

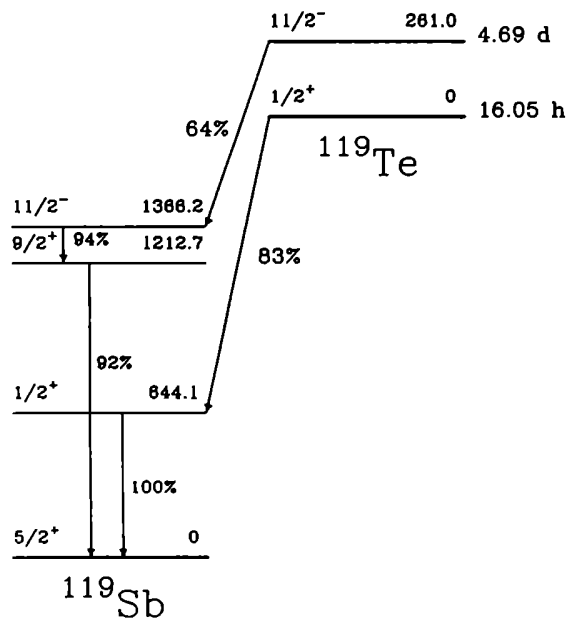


Figura 3.4: Esquema parcial de niveles mostrando solamente las vías más intensas de decaimiento de los estados fundamental e isomérico del ^{119}Te .

la estadística de este fotopico es claramente mayor que la correspondiente al de 1212.7 keV, la sección eficaz de formación del estado isomérico se determinó a partir de la actividad del rayo γ de mayor energía dada su mejor definición en los espectros (ver Figs. 3.2 y 3.3). En la cuarta columna de las Tablas 3.7 y 3.8 se presentan los datos experimentales de las relaciones isoméricas del ^{119}Te para los sistemas aquí estudiados.

Tabla 3.7: Secciones eficaces experimentales de los estados isomérico y fundamental del ^{119}Te en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$.

$E_{c.m.}$ (MeV)	^{119m}Te $\sigma_{3n(m.s.)}$ (mb)	^{119g}Te $\sigma_{3n(g.s.)}$ (mb)	Relación isomérica $\sigma_{3n(m.s.)}/\sigma_{3n(g.s.)}$
48.7	138.2 ± 1.2	17.89 ± 0.13	7.72 ± 0.09
46.0	164.3 ± 1.0	26.25 ± 0.10	6.26 ± 0.04
43.3	192.4 ± 1.5	43.49 ± 0.18	4.42 ± 0.04
41.5	158.9 ± 0.9	44.72 ± 0.12	3.55 ± 0.02
39.7	105.0 ± 1.3	40.94 ± 0.16	2.56 ± 0.03
37.9	65.1 ± 1.4	36.34 ± 0.17	1.79 ± 0.04
37.0	36.20 ± 0.58	20.12 ± 0.10	1.80 ± 0.03
36.1	21.06 ± 0.80	15.59 ± 0.10	1.35 ± 0.05
35.6			1.24 ± 0.07
35.2	7.21 ± 0.26	5.17 ± 0.03	1.39 ± 0.05
34.7	3.91 ± 0.13	3.13 ± 0.02	1.25 ± 0.04
34.3	1.85 ± 0.11	1.62 ± 0.02	1.14 ± 0.07
33.8	1.08 ± 0.15	1.06 ± 0.01	1.02 ± 0.14
33.4	0.54 ± 0.13	0.45 ± 0.01	1.20 ± 0.29
32.9		0.26 ± 0.02	

Las incertezas sólo incluyen errores estadísticos.

Problemas de normalización impidieron la obtención de las secciones eficaces de formación de los estados isomérico y fundamental a $E_{c.m.} = 35.6$ MeV. La relación isomérica correspondiente a esta energía pudo igualmente determinarse dado que los términos inherentes a la normalización (flujo de partículas incidentes y número de átomos del blanco) se cancelan en su obtención (Sección 3.2).

A la mínima energía de bombardeo, la sección eficaz del estado metaestable y el cociente isomérico no pudieron obtenerse dada la muy baja estadística de la radiación γ de 1212.7 keV.

Tabla 3.8: Secciones eficaces experimentales de los estados isomérico y fundamental del ^{119}Te en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$.

$E_{\text{c.m.}}$ (MeV)	^{119m}Te $\sigma_{3n(m.s.)}$ (mb)	^{119g}Te $\sigma_{3n(g.s.)}$ (mb)	Relación isomérica $\sigma_{3n(m.s.)}/\sigma_{3n(g.s.)}$
35.0	184.7 ± 5.7	35.45 ± 0.62	5.21 ± 0.18
32.3	256.0 ± 6.3	55.17 ± 0.77	4.64 ± 0.13
29.6	369.3 ± 6.0	92.94 ± 0.76	3.97 ± 0.07
27.8	396.1 ± 9.4	132.10 ± 0.11	3.00 ± 0.07
26.0	381.5 ± 5.8	143.40 ± 0.78	2.66 ± 0.04
24.2	297.8 ± 5.8	144.5 ± 1.4	2.06 ± 0.04
22.4	187.9 ± 4.3	108.00 ± 0.68	1.74 ± 0.04
21.5	145.6 ± 3.6	87.16 ± 0.56	1.67 ± 0.04
20.6	92.7 ± 3.4	63.15 ± 0.50	1.47 ± 0.06
20.1	65.2 ± 2.8	47.19 ± 0.47	1.38 ± 0.06
19.7	37.4 ± 2.9	34.72 ± 0.45	1.08 ± 0.08
19.2	32.3 ± 1.9	23.72 ± 0.27	1.36 ± 0.08

Las incertezas sólo incluyen errores estadísticos.

Capítulo 4

Modelos teóricos y comparaciones

4.1 Modelos de fusión

4.1.1 Penetración de barrera unidimensional

La sección eficaz de fusión de núcleos atómicos σ_{fus} , si no se tienen en cuenta sus espines intrínsecos, puede expresarse como suma de contribuciones σ_l caracterizadas por el número cuántico l (momento angular orbital) que se conserva en la interacción:

$$\sigma_{fus}(E) = \sum_l \sigma_l(E) \quad (4.1)$$

La función de onda del sistema también puede descomponerse en ondas parciales, independientes entre sí, caracterizadas por el número cuántico l . La relación de los flujos de partículas entrantes en la región donde se produce la interacción nuclear responsable del proceso de fusión respecto de los flujos incidentes, vinculados a cada onda parcial, determina coeficientes de transmisión T_l . Las secciones eficaces parciales de fusión pueden relacionarse con dichos coeficientes de la siguiente manera,

$$\sigma_l(E) = \frac{\pi}{k^2} (2l + 1) T_l(E) \quad (4.2)$$

siendo k el número de onda asociado al movimiento relativo y E la energía del proyectil incidente en el sistema centro de masa. El potencial de interacción total, integrado por los términos nuclear, coulombiano y centrífugo, viene dado por

$$V_l(r) = V_N + V_C + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (4.3)$$

siendo μ la masa reducida del sistema.

El potencial de interacción, alrededor de cierto radio R_{bl} , presenta una barrera cuya forma puede ser aproximada por una parábola invertida de altura V_{bl} y curvatura $\hbar\omega_l$; en tal caso, la expresión para el coeficiente de transmisión es ([41]):

$$T_l(E) = \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_l}(V_{bl} - E)\right) \right]^{-1} \quad (4.4)$$

con

$$\hbar\omega_l = \left[\frac{\hbar^2}{\mu} \frac{d^2 V_l}{dr^2} \right]_{r=R_{bl}}^{1/2} \quad (4.5)$$

Suponiendo que la curvatura y el radio de la barrera es igual para todas las ondas l ($\hbar\omega_l = \hbar\omega$, $R_{bl} = R_b$) se obtiene:

$$\sigma_l(E) = \frac{\pi}{k^2} (2l + 1) \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega}(V_{bl} - E)\right) \right]^{-1} \quad (4.6)$$

Luego, aproximando la sumatoria de la ecuación (4.1) por una integral se arriba a la siguiente expresión para la sección eficaz de fusión:

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\hbar\omega R_b^2}{2E} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega}(E - V_b)\right) \right] \quad (4.7)$$

donde $V_b = V_{b0}$.

Este modelo simple suele subestimar las secciones eficaces de fusión observadas experimentalmente a energías subcoulombianas. En razón de ello, diversos modelos han sido propuestos para explicar los resultados experimentales. Entre estos, se puede mencionar el modelo de Wong [3] en el cual a las ideas básicas recién expuestas se le incorpora la posibilidad de que los núcleos interactuantes tengan una deformación permanente. Las coeficientes de transmisión tienen, en tal caso, una dependencia angular como consecuencia de que el potencial de interacción es función de la orientación relativa de los núcleos. La sección eficaz de fusión se obtiene promediando sobre todas las orientaciones posibles. Con este modelo se pueden explicar los resultados experimentales en aquellos sistemas donde uno o ambos participantes de la reacción tienen una significativa deformación permanente. Por su parte, el modelo de canales acoplados ha tenido considerable éxito en explicar las secciones eficaces de fusión experimentales a energías por debajo de la barrera en aquellos sistemas donde efectos dinámicos (vibraciones y rotaciones) y/o de transferencia de nucleones juegan un papel preponderante.

4.1.2 Canales acoplados

Cuando dos núcleos interactúan, uno de ellos o a ambos pueden excitarse, e incluso puede haber un intercambio de los nucleones que los constituyen. Planteando el problema cuántico de muchos canales acoplados [42], se obtiene el siguiente sistema de ecuaciones que describen los canales α :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha} \nabla_\alpha^2 + V_{\alpha,\alpha}(\vec{r}_\alpha) + \frac{\hbar^2 k_\alpha^2}{2\mu_\alpha} \right] \chi_\alpha(\vec{r}_\alpha) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} \chi_{\alpha'}(\vec{r}_\alpha) V_{\alpha,\alpha'}(\vec{r}_\alpha) \quad (4.8)$$

donde χ_α y $V_{\alpha,\alpha'}(\vec{r}_\alpha)$ son, respectivamente, la función de onda que describe el movimiento relativo y los elementos de matriz del potencial de interacción que cuando $\alpha \neq \alpha'$ determina el acoplamiento entre canales; $V_{\alpha,\alpha}(\vec{r}_\alpha)$ rige la interacción entre los iones en el canal α en ausencia de acoplamiento. El número de onda viene dado por $k_\alpha^2 = 2\mu_\alpha \hbar^{-2} (E - \epsilon_a - \epsilon_A)$ donde E es la energía cinética asintótica en el sistema de centro de masas y, ϵ_a y ϵ_A son las energías de excitación de los núcleos a y A . Los miembros izquierdos de (4.8) igualados a cero corresponden a las ecuaciones de Schrödinger para la dispersión elástica de la partición α en ausencia de acoplamientos. Los miembros derechos de las ecuaciones dan cuenta de los acoplamientos entre canales que permiten describir procesos no elásticos (excitaciones inelásticas y transferencia de nucleones) y sus influencias sobre la propia dispersión elástica. Las funciones de onda del movimiento relativo $\chi_\alpha(\vec{r}_\alpha)$, soluciones de las ecuaciones (4.8), deben calcularse teniendo en cuenta convenientes condiciones de contorno.

Desacoplamiento de los canales

Con el objeto de simplificar el problema, resulta conveniente estudiar el sistema de ecuaciones acopladas (4.8) en una sola dimensión. Suponiendo, además, que la masa reducida y la energía potencial son esencialmente iguales para todos los canales ($\mu_\alpha \equiv \mu$, $V_{\alpha,\alpha}(\vec{r}_\alpha) \equiv V(x)$), se tiene entonces:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) + \frac{\hbar^2 k_\alpha^2}{2\mu} \right] \chi_\alpha(x) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} \chi_{\alpha'}(x) V_{\alpha,\alpha'}(x) \quad (4.9)$$

Éstas ecuaciones pueden ahora ser desacopladas si se adopta la suposición de que la matriz de acoplamiento es factorizable como el producto de una función que sólo depende de la coordenada del movimiento relativo y una función dependiente

únicamente de las coordenadas intrínsecas de los núcleos [43]:

$$V_{\alpha,\alpha'}(\mathbf{x}) = F(\mathbf{x}) G_{\alpha,\alpha'} \quad (4.10)$$

Realizando la transformación

$$\phi_{\alpha}(\mathbf{x}) = \sum_{\alpha'} U_{\alpha,\alpha'} \chi_{\alpha'}(\mathbf{x}) \quad (4.11)$$

mediante la matriz unitaria U que diagonaliza a $V_{\alpha,\alpha'}$ y da lugar al conjunto de autovalores $\lambda_{\alpha'}(\mathbf{x})$:

$$\sum_{\beta,\gamma} U_{\alpha',\beta} [F(\mathbf{x}) G_{\beta,\gamma}] U_{\gamma,\alpha}^{-1} = \lambda_{\alpha}(\mathbf{x}) \delta_{\alpha,\alpha'}, \quad (4.12)$$

se logra desacoplar las ecuaciones del sistema (4.9):

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) - (E - \epsilon_a - \epsilon_A - \lambda_{\alpha}(x)) \right] \phi_{\alpha}(x) = 0 \quad (4.13)$$

El problema de canales acoplados se ha reducido así a resolver un sistema desacoplado de ecuaciones vinculadas a barreras de potencial dadas por $[V(x) + \epsilon_a + \epsilon_A + \lambda_{\alpha}(x)]$.

Si el problema físico de interés es la fusión de iones pesados, se deben satisfacer las condiciones de contorno correspondientes: para valores grandes de x la función de onda en el canal de entrada está compuesta de una onda plana incidente y una onda plana reflejada de amplitud r_{α} mientras que en el canal de salida la onda transmitida es plana con amplitud t_{α} . El número de onda asociado a estas ondas planas es $k_{\alpha}^2 = 2\mu E/\hbar^2$. Entonces, las condiciones de contorno se verifican si se hace uso de la aproximación adiabática ($\epsilon_a, \epsilon_A \ll E$) y, además, se supone que $\lambda_{\alpha}(x) \ll E$. El coeficiente de transmisión total está dado por la suma de los coeficientes para cada una de las barreras con un factor de peso $|U_{\alpha,0}|^2$ que asocia el canal de entrada con los autoestados de la matriz $[F(\mathbf{x})G_{\beta,\gamma}]$ correspondientes a los autovalores $\lambda_{\alpha}(x)$

$$T = \sum_{\alpha} |t_{\alpha}|^2 = \sum_{\alpha} |U_{\alpha,0}|^2 T(E, V(x) + \lambda_{\alpha}(x)) \quad (4.14)$$

Si se realiza la aproximación de acoplamiento constante en la cual se supone que la función $F(\mathbf{x})$ es constante en los alrededores de la barrera del sistema [43] y que los potenciales de interacción $V_i(x)$ pueden ser aproximados por una parábola invertida

de altura V_b y curvatura $\hbar\omega$ (ver ecuaciones (4.4) y (4.5)), entonces los coeficientes de transmisión de cada onda parcial l pueden ser evaluados numéricamente:

$$T_l(E, \lambda_\alpha(R_b)) = \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega}(V_b + l(l+1)\hbar^2/2\mu R_b^2 + \lambda_\alpha - E)\right) \right]^{-1} \quad (4.15)$$

donde V_b es la altura de la barrera sin considerar el término centrífugo, R_b es la posición correspondiente a dicha altura y $\lambda_\alpha = \lambda_\alpha(R_b)$. Luego, a partir de la ecuación (4.14) se obtienen finalmente las expresiones para los coeficientes de transmisión total de cada una de las ondas parciales que describen el sistema.

Sin embargo, esta aproximación de acoplamiento constante es válida para interacciones relativamente débiles. En estos casos, los acoplamientos afectan principalmente la altura de la barrera no perturbada sin cambiar significativamente su posición radial. En aquellos sistemas donde el acoplamiento es intenso tal aproximación da lugar a una sobrestimación de las secciones eficaces de fusión a energías subcoulombianas [44]. En estos casos, la diagonalización del sistema acoplado debe realizarse en la región de la barrera para obtener los autovectores y autovalores de la matriz $[F(x)G_{\beta,\gamma}]$ dependientes de la coordenada del movimiento relativo. Luego, en la expresión (4.14) del coeficiente de transmisión total, los factores de peso son $|U_{\alpha,0}(R)|^2$. El radio R elegido para la determinación de estos factores de peso puede ser la posición de la barrera no perturbada o la posición promedio del conjunto de nuevas barreras [45]. Por su parte, en lugar de calcular los coeficientes de transmisión para una infinidad de barreras $[(V(x) + \lambda_\alpha(x))]$, Dasso y Landowne evalúan el potencial de interacción a través de un desarrollo a segundo orden en las proximidades de la barrera no perturbada [45]. De esta forma, puede conservarse la simplicidad obtenida para el caso de acoplamiento constante. Otra alternativa consiste en diagonalizar la matriz de acoplamiento para cada valor de la separación entre los núcleos obteniendo así una serie de autovalores dependientes de la coordenada de posición. Luego, la posición radial de cada barrera se determina hallando el valor de x para el cual la función $[(V(x) + \lambda_\alpha(x))]$ se encuentra en su máximo valor ([46]).

Diversos códigos permiten estimar secciones eficaces de fusión mediante cálculos de canales acoplados. Algunos de ellos realizan cálculos muy detallados (PTOLEMY [4], ECIS [60], FRESCO [48]) y otros recurren a algún tipo de aproximación o simplificación (CCFUS [7], CCDEF [8], CCMOD [46]). Sin duda alguna, los programas de

cálculo más utilizados para estimar secciones eficaces de fusión en los últimos años han sido CCFUS y CCDEF. Estos dos códigos junto a CCMOD (versión modificada de CCDEF) basan sus estimaciones en las aproximaciones delineadas en este capítulo.

4.2 Modelo estadístico del núcleo compuesto

El formalismo necesario para describir cuantitativamente las secciones eficaces del núcleo compuesto fue desarrollada por Hauser y Feshbach [49]. Su basamento radica en la “hipótesis de independencia”: el decaimiento de un núcleo compuesto formado a una dada energía de excitación, un determinado momento angular y una dada paridad está completamente definido por los factores de peso estadístico de los posibles estados finales. Expresado de otra forma, el núcleo compuesto decae independientemente de cuáles fueron las condiciones iniciales que produjeron su formación. La sección eficaz de un determinado canal de salida β a partir de un dado canal de entrada α puede escribirse como [50]:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_J \sigma_J(\alpha) \frac{\Gamma_J(\beta)}{\Gamma_J} \quad (4.16)$$

donde $\sigma_J(\alpha)$ es la sección eficaz de fusión del canal α con momento angular J , $\Gamma_J(\beta)$ representa el “ancho” del nivel de energía vinculado al decaimiento del núcleo compuesto de momento angular J en el canal β y Γ_J el “ancho” total correspondiente a todos los canales posibles de salida. Llamando s_1 y s_2 a los espines intrínsecos del proyectil y del blanco en el canal α , la sección eficaz de formación del núcleo compuesto con momento angular total J viene dada por:

$$\sigma_J(\alpha) = \frac{\pi}{k_\alpha^2} \frac{(2J + 1)}{(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)} T_J(\alpha) \quad (4.17)$$

donde k_α es el número de onda asociado al movimiento relativo en el canal α y $T_J(\alpha)$ el coeficiente de transmisión en el mismo canal con momento angular total J que resulta de realizar las correspondientes sumatorias sobre l y S :

$$T_J(\alpha) = \sum_{l=|J-S|}^{J+S} \sum_{S=|s_1-s_2|}^{s_1+s_2} T_{lSj}(\alpha) \quad (4.18)$$

siendo S el espín resultante de acoplar s_1 con s_2 y l el momento angular orbital. $T_{lSj}(\alpha)$ son los llamados coeficientes de transmisión que describen la probabilidad de formación del núcleo compuesto con momento angular total J para una onda

parcial incidente caracterizada por l y S . Luego, la ecuación (4.16) puede escribirse así:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{\pi}{k_\alpha^2} [(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)]^{-1} \sum_J (2J + 1) \frac{T_J(\alpha)T_J(\beta)}{\sum_\lambda T_J(\lambda)} \quad (4.19)$$

El índice λ corresponde a cualquier canal de salida de dos cuerpos caracterizado por sus estados cuánticos discretos. Sin embargo, estos estados finales individuales no están energéticamente resueltos en muchas aplicaciones prácticas y uno observa, entonces, un espectro aparentemente continuo de la energía de las partículas emitidas. Por esta razón, λ puede interpretarse como un indicador del tipo de partícula emitida y su correspondiente núcleo residual. La densidad de niveles (dependiente del espín) del núcleo residual en el canal λ suele expresarse como ([51]-[54]):

$$\rho_\lambda(\epsilon, I) = \bar{\rho}_\lambda(\epsilon) \frac{(2I + 1)}{2\sigma_\lambda^2} \exp\left(-\frac{I(I + 1)}{2\sigma_\lambda^2}\right) \quad (4.20)$$

donde $\bar{\rho}_\lambda(\epsilon)$ es la densidad de niveles total a la energía de excitación ϵ (sumado sobre todos los valores de spin I) y σ_λ es el llamado parámetro de "espín cut-off". El factor $(2I + 1)$ proviene de la degeneración del nivel de momento angular I . Por su parte, el término exponencial decreciente da cuenta de que a medida que crece el momento angular I (mayor energía de rotación) menor resulta ser la energía de excitación disponible para movimiento térmico del sistema. El parámetro de "espín cut-off" está relacionado con el momento de inercia ζ_λ y la temperatura nuclear t del núcleo residual a través de la siguiente expresión:

$$\sigma_\lambda^2 = \frac{\zeta_\lambda t}{\hbar^2} \quad (4.21)$$

Valores típicos de σ_λ^2 oscilan entre 10 para núcleos livianos y 30 para los más pesados a energías de excitación del orden de los 10 MeV. El incremento de este parámetro con ϵ es aproximadamente proporcional a la raíz cuadrada de esta energía de excitación. Introducido el concepto de densidad de niveles en la denominada *región del continuo*, la sección eficaz diferencial para producir un estado final β con energía cinética ϵ y espín residual I resulta ser:

$$\left(\frac{d\sigma_{\alpha\beta}}{d\epsilon_\beta}\right)_I = \sum_J \frac{\sigma_J(\alpha) \rho_\beta(\epsilon - S_\beta - \epsilon_\beta, I) T_J(\epsilon_\beta, I)}{\sum_\lambda \sum_{I'} \int_0^{\epsilon - S_\lambda} \rho_\lambda(\epsilon - S_\lambda - \epsilon_\lambda, I') T_J(\epsilon_\lambda, I') d\epsilon_\lambda} \quad (4.22)$$

donde S_β es la energía de separación en el canal β .

Una simplificación mayor puede alcanzarse si no se necesita especificar el espín del estado final. En tal caso, se define un coeficiente de transmisión promediado en espín:

$$\bar{T}_J(\epsilon_\lambda) = \sum_I \frac{(2I+1)}{\sigma_\lambda^2} \exp\left(-\frac{I(I+1)}{2\sigma_\lambda^2}\right) T_J(\epsilon_\lambda, I) \quad (4.23)$$

donde cada $T_J(\epsilon_\lambda, I)$ está acompañado de un factor de peso dado por la densidad de estados para el espín I . Si, además, se define la función de transmisión integrada en energía para el canal λ como:

$$F_J(\lambda) = \sum_I \int_{\epsilon_\lambda=0}^{\epsilon-S_\lambda} \rho_\lambda(\epsilon_\lambda, I) T_J(\epsilon_\lambda, I) d\epsilon_\lambda = \int_{\epsilon_\lambda=0}^{\epsilon-S_\lambda} \bar{\rho}_\lambda(\epsilon - S_\lambda - \epsilon_\lambda) \bar{T}_J(\epsilon_\lambda) d\epsilon_\lambda, \quad (4.24)$$

entonces, la sección eficaz diferencial para la producción del canal β con energía cinética ϵ_β es

$$\frac{d\sigma_{\alpha\beta}}{d\epsilon_\beta} = \bar{\rho}_\beta(\epsilon - S_\beta - \epsilon_\beta) \sum_J \frac{\sigma_J(\alpha) \bar{T}_J(\epsilon_\beta)}{\sum_\lambda F_J(\lambda)} \quad (4.25)$$

La sección eficaz total en el canal β se obtiene integrando sobre todas las energías cinéticas ϵ_β :

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_J \frac{\sigma_J(\alpha) F_J(\beta)}{\sum_\lambda F_J(\lambda)} \quad (4.26)$$

Los coeficientes $\bar{T}_J(\lambda)$ se calculan generalmente a través del modelo óptico cuando el canal λ corresponde a la emisión de partículas livianas (nucleones y partículas α). Las expresiones correspondientes a los decaimientos por fisión nuclear y emisión de radiación γ pueden obtenerse de la Ref. [50] y de las referencias incluídas en este texto.

Un gran número de códigos sofisticados han sido desarrollados para tratar numéricamente las ideas expuestas sucintamente en esta Sección, sobre el modelo estadístico. Algunos de ellos lo hacen mediante diversas técnicas analíticas e integraciones numéricas (por ejemplo, ALICE [55] y CASCADE [56]). Otros siguen el decaimiento de cada evento usando el método de Monte Carlo (JULIAN [57], LILITA [58] y PACE [59] entre otros).

4.3 Comparaciones entre teoría y experimento

Para comparar secciones eficaces absolutas de fusión–evaporación obtenidas experimentalmente con las predicciones teóricas, se debe recurrir a los modelos delineados

en la sección anterior. La sección eficaz de fusión y la distribución de momento angular del núcleo compuesto asociada a ella se obtienen a partir de los modelos de fusión. Por su parte, el modelo estadístico permite estimar la probabilidad de decaimiento en cada uno de los canales de evaporación. Así, las secciones eficaces absolutas de cada canal de evaporación pueden determinarse mediante el cálculo combinado de los citados modelos.

El código CCMOD fue utilizado para calcular las secciones eficaces de cada onda parcial (σ_l) y, por ende, de la fusión ($\sigma_{fus} = \sum_l \sigma_l$). En él se realiza un cálculo simplificado de canales acoplados con la posibilidad de acoplamiento de la deformación estática, estados vibracionales y/o transferencia de nucleones al canal de entrada. Este código adopta la forma Woods-Saxon para el potencial nuclear. Dos de sus tres parámetros (profundidad, radio y difusividad) son considerados parámetros libres y se determinan ajustando las secciones eficaces experimentales a energías por encima de la barrera de Coulomb de cada sistema. En esta región de energías, los acoplamientos de otros grados de libertad a la coordenada del movimiento relativo en el canal de entrada tienen poca influencia en la sección eficaz de fusión. Los acoplamientos al primer estado excitado del núcleo blanco fueron incluidos en los cálculos de cada uno de los sistemas estudiados. Los correspondientes parámetros de deformación cuadrupolar fueron obtenidos de la Ref. [60]. Los acoplamientos a excitaciones inelásticas del núcleo proyectil fueron ignorados dada las altas energías de las transiciones cuadrupolares correspondientes [$E_2(^{12}C)=4.439$ MeV, $E_2(^7Li)=4.63$ MeV]. El acoplamiento a canales de transferencia se incorporó en los cálculos de aquellos sistemas donde estos procesos estuviesen favorecidos energéticamente y/o fuesen observados experimentalmente.

El decaimiento del núcleo compuesto fue analizado utilizando el código PACE. La sección eficaz de formación del núcleo compuesto a una dada energía de excitación y un dado momento angular puede estimarse utilizando subrutinas del programa. Una alternativa consiste en el cálculo de los coeficientes de transmisión de acuerdo con el modelo óptico y posterior normalización a la sección eficaz de fusión obtenida experimentalmente. Otra posibilidad es parametrizar la distribución de momento angular según una función de Fermi con difusividad variable. Sin embargo, este conjunto de subrutinas puede ignorarse y la distribución de espines del núcleo com-

puesto se ingresa como dato en el archivo de entrada del programa. Este modo de cálculo es el adoptado para este trabajo con distribuciones de momento angular estimadas por CCMOD. La evaporación de partículas es gobernada por los coeficientes de transmisión correspondientes; éstos son calculados con potenciales del modelo óptico cuyos parámetros son obtenidos de ajustes de datos experimentales de dispersión clásica. La determinación del término $\bar{\rho}_\lambda(\epsilon)$ en la expresión para la densidad de niveles (ecuación (4.20)) sigue el formalismo propuesto por Gilbert y Cameron [61]: a bajas energías de excitación según el modelo nuclear de temperatura constante y a energías por encima de 5 MeV de acuerdo con el modelo de gas de Fermi. La energía de excitación efectiva viene dada por $\epsilon = E^* - P$ donde P es la energía de "pairing". Para altas energías de excitación, la correspondiente expresión de $\bar{\rho}_\lambda(\epsilon)$ se considera dependiente del parámetro densidad de niveles (llamado "little- a " o simplemente a). Este parámetro "little- a " junto a las intensidades de las transiciones dipolares y cuadrupolares electromagnéticas definen el conjunto de parámetros habitualmente utilizado para ajustar datos experimentales de secciones eficaces relativas o absolutas de canales de fusión- evaporación. El mejor ajuste simultáneo para los cuatro sistemas estudiados fue obtenido con $a = A/7.5 \text{ MeV}^{-1}$ y 0.00001, 0.01, 5.9, 0.00088 W.u. (unidades Weisskopf) para las intensidades de las transiciones γ E1, M1, E2, M2, respectivamente.

4.3.1 Canales de fusión- evaporación

La Fig. 4.1 muestra las secciones eficaces experimentales de los canales de fusión- evaporación $3n$ y $p3n$ en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$. La curva punteada representa los cálculos de CCMOD para la sección eficaz de fusión correspondiente al caso "no acoplado" (o sea, penetración de barrera unidimensional para dos núcleos esféricos). Los valores para la altura y la posición de esta barrera son $V_b = 37.0 \text{ MeV}$ y $R_b = 10.22 \text{ fm}$. La línea llena corresponde a las predicciones de CCMOD para la sección eficaz de fusión cuando se incluye el acoplamiento al primer estado excitado del ^{110}Pd ($E_{2+} = 0.3738 \text{ MeV}$, $\beta_2 = 0.257$). Este acoplamiento produce un desdoblamiento de la barrera original: una de ellas con una altura $V_s = 39.3 \text{ MeV}$ y un radio de 9.56 fm, y la restante con $V_c = 36.5 \text{ MeV}$ a una distancia radial de 10.49 fm. Las fracciones del flujo incidente vinculadas a cada una de estas barreras son 40.7 % y 59.3 %, respectivamente. Las curvas de trazos muestran el resultado de la inclusión del cálculo de PACE, utilizando como distribución inicial

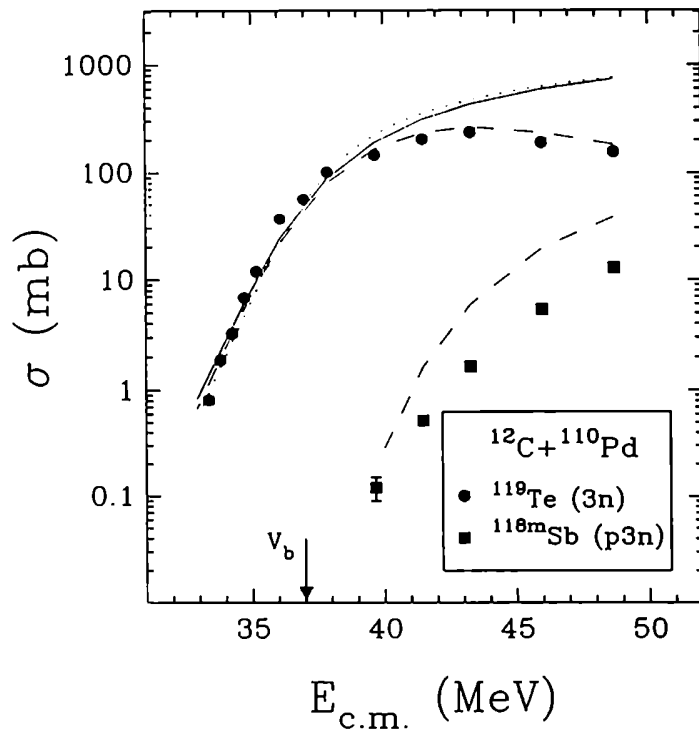


Figura 4.1: Funciones de excitación experimentales de los canales de fusión- evaporación $3n$ y $p3n$ en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$. La curva llena (punteada) corresponde a cálculos de CCMOD con (sin) acoplamiento a la excitación inelástica del blanco. Las líneas de trazos muestran los ajustes obtenidos a través de cálculos combinados del modelo simplificado de canales acoplados y del modelo estadístico (PACE).

de espines aquella obtenida de CCMOD para el caso acoplado, que tienen en cuenta el tipo de evaporación que sigue a la formación del núcleo compuesto. El acuerdo alcanzado para el canal de evaporación dominante ($3n$) es muy satisfactorio. Las secciones eficaces obtenidas para el canal $p3n$ son considerablemente mayores que las experimentales aunque debe recordarse que para este canal sólo fue medida la sección eficaz de formación del estado metaestable. En esta figura puede observarse, también, que el acoplamiento a la excitación inelástica del núcleo blanco manifiesta poca influencia sobre el proceso de fusión a energías por debajo de la barrera a pesar de que el valor del parámetro de deformación cuadrupolar es significativo. Ello es así porque la magnitud física responsable del incremento en la sección eficaz de fusión a energías subcoulombianas viene dada por el producto $\beta_2 V_b$ ([62] y [63]). Luego, aun en aquellos sistemas con importantes deformaciones estáticas y/o dinámicas, el citado incremento sólo se reflejará si la barrera de

Coulomb es considerable.

Las secciones eficaces experimentales para los canales de fusión–evaporación $3n$ y $p2n$ en el sistema $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$ están graficadas en la Fig. 4.2. La línea punteada corresponde al cálculo de CCMOD para la sección eficaz de fusión sin acoplamientos.

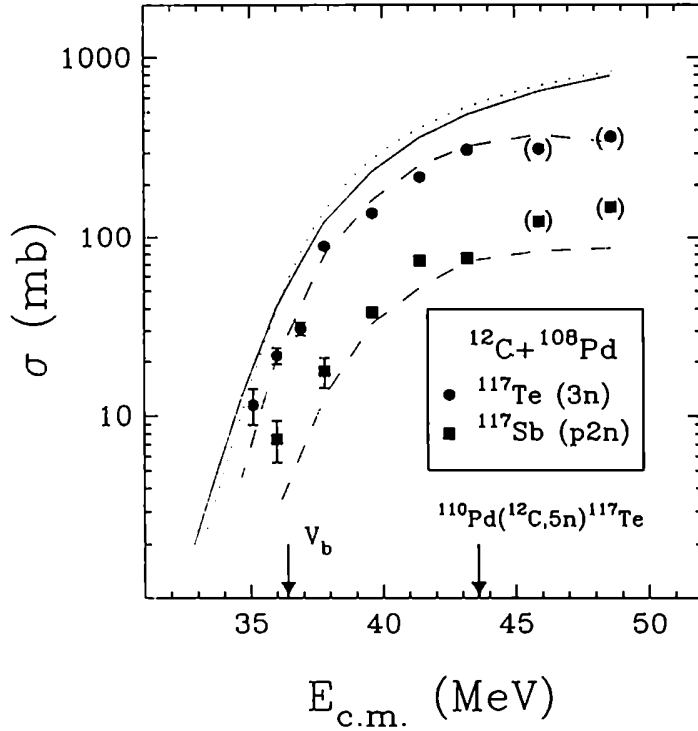


Figura 4.2: Funciones de excitación experimentales de los canales de fusión–evaporación $3n$ y $p2n$ en el sistema $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$. Posibles contribuciones espúreas a las dos más altas energías están indicadas entre paréntesis (ver Sección 3.3.2). La curva llena (punteada) corresponde a cálculos de CCMOD con (sin) acoplamiento a la excitación inelástica del blanco. Las líneas de trazos muestran los ajustes obtenidos a través de cálculos combinados del modelo simplificado de canales acoplados y del modelo estadístico (PACE).

Los parámetros de la correspondiente barrera de interacción son $V_b = 36.4$ MeV y $R_b = 10.45$ fm. La línea llena corresponde al resultado obtenido para la sección eficaz de fusión cuando se agrega el acoplamiento al primer estado excitado del ^{108}Pd ($E_{2+} = 0.4339$ MeV, $\beta_2 = 0.243$). Este acoplamiento separa la barrera “no perturbada” en dos componentes. Una de menor energía ($V_< = 36.0$ MeV y radio igual a 10.69 fm), y otra de mayor energía ($V_> = 38.6$ MeV y radio igual a 9.80 fm) con factores de peso de 61.7 % y 38.3 %, respectivamente. Las curvas de trazos corresponden a las predicciones de PACE para los canales $3n$ y $p2n$ usando como

distribución inicial de momento angular del núcleo compuesto la que se obtiene de CCMOD para el caso acoplado. Estos cálculos combinados describen razonablemente bien las funciones de excitación experimentales de este sistema.

Las funciones de excitación para la producción de ^{119}Te y ^{118m}Sb en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ se grafican en la Fig. 4.3. La línea de puntos representa el cálculo de CCMOD para las secciones eficaces de fusión cuando no se considera acoplamiento alguno. Los parámetros de la barrera correspondiente son: $V_b = 21.1$ MeV y $R_b = 9.70$ fm. El acoplamiento a la excitación inelástica del blanco fue calcu-

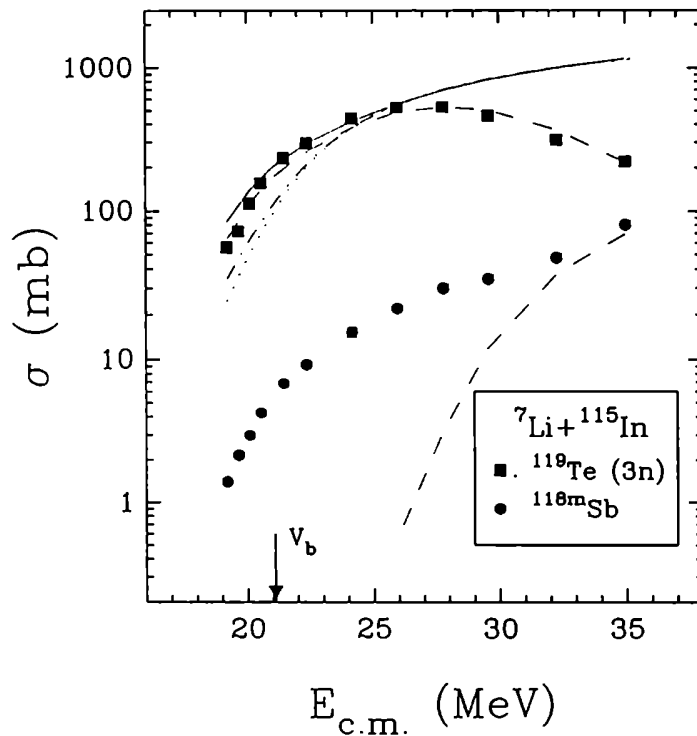


Figura 4.3: Funciones de excitación experimentales del canal de fusión-evaporación $3n$ y del canal de fusión-evaporación $p3n$ + el canal de transferencia $2pn$ en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$. La curva de punto-trazos (puntos) corresponde a cálculos de CCMOD para la sección eficaz de fusión con (sin) acoplamiento a la excitación inelástica del blanco. La línea llena muestra el efecto de incluir el acoplamiento a canales de transferencia. Las líneas de trazos resultan del ajuste obtenido para los canales de fusión-evaporación $3n$ y $p3n$ a través de cálculos combinados de CCMOD y PACE.

lado tomando el valor medio de los parámetros de deformación de los núcleos par-par más cercanos al ^{115}In (^{116}Sn y ^{114}Cd). Esta valuación dio origen a un parámetro efectivo $\beta_{2\text{ef}} = 0.152$. Para la energía de excitación se adoptó el valor $E^* = 0.941$ MeV puesto que esta energía es la correspondiente a la transición

cuadрупolar $9/2^+ \rightarrow 5/2^+$. La inclusión de este acoplamiento en los cálculos produce un incremento en la sección eficaz de fusión del orden de $\sim 30\%$ a la energía más baja. Sin embargo, este incremento es insuficiente para poder explicar los datos a las más bajas energías de bombardeo tal como puede apreciarse de la curva de punto-trazos en la Fig. 1.3. Dado que en este sistema se observaron varios canales de transferencia, el paso siguiente fue introducir el acoplamiento a estos procesos. En una primera aproximación, uno puede englobar todas estas reacciones de intercambio de partículas en un único canal de transferencia con un valor Q efectivo igual a cero. De esta forma, el único parámetro de ajuste resultó ser la intensidad de acoplamiento efectivo (F_{ef}). Este procedimiento, a pesar de ser sólo aproximado, permite obtener una idea cualitativa de los efectos que produce el acoplamiento de canales de transferencia en las secciones eficaces de fusión a energías subcoulombianas. De esta forma, y utilizando las distribuciones xn estimadas por PACE, un ajuste razonable para la función de excitación del canal $3n$ fue logrado con $F_{ef} = 2.9$ MeV (ver línea de trazos en la Fig. 1.3). La barrera original es modificada por la inclusión de todos los acoplamientos mencionados dando lugar, entonces, a tres barreras de interacción. La altura y el radio de cada una de ellas son: $V_1 = 18.7$ MeV y $R_1 = 10.20$ fm, $V_2 = 22.1$ MeV y $R_2 = 9.72$ fm, $V_3 = 24.7$ MeV y $R_3 = 9.33$ fm. Los correspondientes factores de peso son 50.0 %, 0.2 % y 49.8 %. El desacuerdo observado en el ajuste para la formación del ^{118m}Sb está relacionado con el canal de transferencia "stripping" $2pn$ que conduce al mismo núcleo residual que el canal de fusión-evaporación $p3n$ (ver Sección 3.3.3).

La Fig. 1.4 muestra la función de excitación del canal de fusión-evaporación $3n$ en el sistema $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$. La curva de puntos de la figura ilustra la sección eficaz de fusión estimada por CCMOD para el caso sin acoplamiento. Los parámetros de esta barrera sin perturbar son $V_b = 20.5$ MeV y $R_b = 10.03$ fm. El acoplamiento a la excitación inelástica del ^{113}In fue considerada para los cálculos simplificados de canales acoplados. El parámetro de deformación fue obtenido promediando los respectivos valores de los núcleos par-par adyacentes (^{114}Sn y ^{112}Cd): $\beta_{2\text{ef}} = 0.153$. La energía de la transición cuadрупolar ($9/2^+ \rightarrow 5/2^+$) es 1.024 MeV. La curva de punto-trazos ilustra los resultados de este cálculo para la sección eficaz de fusión. Sin embargo, este acoplamiento fue insuficiente para explicar el incremento observado por debajo de la barrera de Coulomb. Posteriormente, se incluyó en los

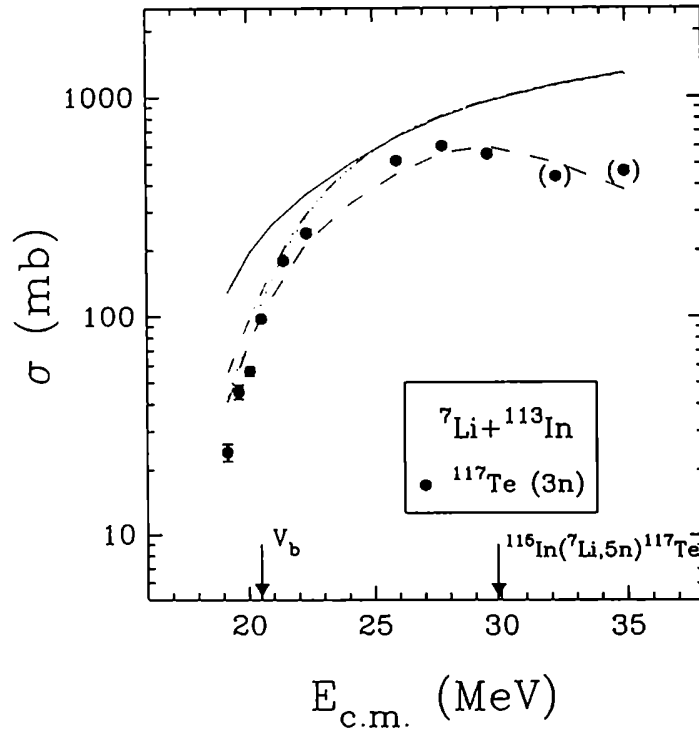


Figura 4.4: Función de excitación experimental del canal de fusión-evaporación $3n$ en el sistema ${}^7\text{Li}+{}^{113}\text{In}$. Posibles contribuciones espúreas a las dos más altas energías están indicadas entre paréntesis (ver Sección 3.3.4). La curva de punto-trazos (puntos) corresponde a cálculos de CCMOD para la sección eficaz de fusión con (sin) acoplamiento a la excitación inelástica del blanco. La línea llena muestra el efecto de incluir el acoplamiento a canales de transferencia. La línea de trazos resulta del ajuste obtenido para el canal de fusión-evaporación $3n$ a través de cálculos combinados de CCMOD y PACE.

cálculos el acoplamiento a procesos de transferencia, tal como se había procedido en el sistema ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$: los posibles canales de transferencia fueron remplazados por un sólo canal de transferencia con un valor Q efectivo igual a cero. La intensidad de este acoplamiento se dejó como parámetro libre para realizar el ajuste de la función de excitación del canal de fusión-evaporación $3n$. Mediante el uso de las distribuciones xn estimadas por PACE se logró un ajuste razonable con $F_{ef} = 2.9$ MeV. El resultado de este cálculo es la línea de trazos que se muestra en la Fig. 4.4. Respecto de los cambios producidos en la barrera de interacción, la inclusión de los acoplamientos descritos produce un conjunto de tres barreras: $V_1 = 18.9$ MeV y $R_1 = 10.16$ fm, $V_2 = 22.2$ MeV y $R_2 = 9.69$ fm, $V_3 = 24.8$ MeV y $R_3 = 9.29$ fm. Los factores de peso asociados con cada una de ellas son 50.1 %, 0.2 % y 49.7 %, respectivamente.

Formación de ^{117}Sb en el sistema $^7\text{Li}+^{nat}\text{In}$

Según se anticipó en la Sec. 3.3.4, la formación del núcleo residual ^{117}Sb podría provenir de reacciones producidas en distintos sistemas: canal de fusión–evaporación $p2n$ del sistema $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$ y canal de “stripping” de dos protones del sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$. Con el fin de darle mayor sustento a esta suposición, es posible realizar el siguiente cálculo. En primer lugar se puede estimar la sección eficaz del canal de fusión–evaporación $p2n$ en el sistema $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$ a partir del cálculo combinado de CCMOD y PACE. De esta estimación y con los datos experimentales correspondientes al flujo de partículas incidentes y al número de átomos del blanco, se puede deducir la actividad del ^{117}Sb proveniente exclusivamente de dicho canal de evaporación. Esta actividad fue restada de la actividad total medida experimentalmente para

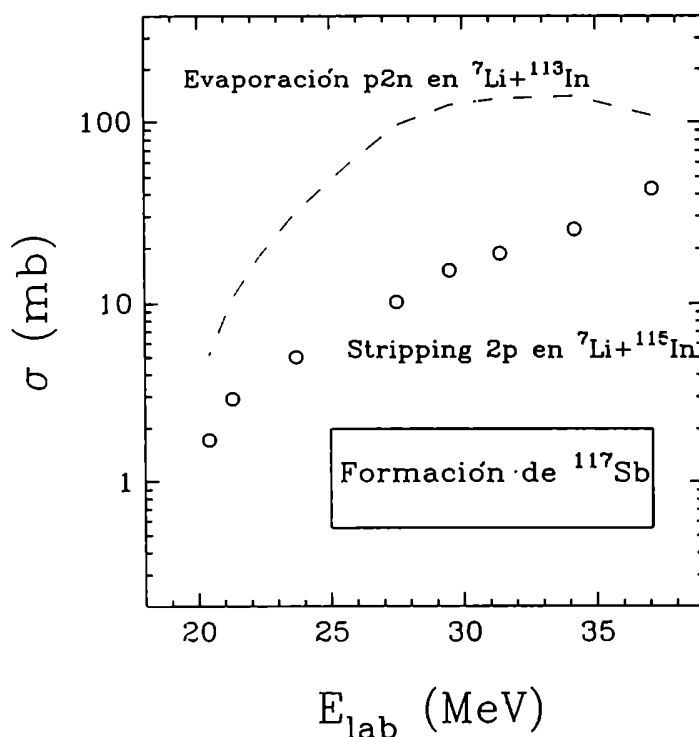


Figura 4.5: La curva de trazos corresponde a la función de excitación del canal de evaporación $p2n$ en el sistema $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$ obtenida a través de cálculos combinados de CCMOD y PACE. Los círculos abiertos son las secciones eficaces deducidas de “stripping” $2pn$ en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ obtenidas mediante las secciones eficaces calculadas de aquella reacción y las actividades totales medidas del ^{117}Sb .

el núcleo ^{117}Sb . Luego, si la actividad resultante de la sustracción corresponde exclusivamente al canal de “stripping” de dos protones en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$, es

posible obtener finalmente una estimación de la sección eficaz para este canal de transferencia. La Fig. 4.5 muestra la función de excitación estimada para el canal de fusión-evaporación $p2n$ en el sistema ${}^7\text{Li}+{}^{113}\text{In}$ (línea de trazos) y las secciones eficaces deducidas para la reacción de “stripping” $2pn$ en el sistema ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$ (círculos abiertos). Las secciones eficaces deducidas de esta forma para el canal de “stripping” $2p$ lucen razonablemente bien cuando son comparadas con las correspondientes al canal de “stripping” $2pn$ (${}^{118m}\text{Sb}$) en el mismo sistema (ver Fig. 4.3). Sin embargo, no debe perderse de vista que estas secciones eficaces deducidas sólo tienen un carácter ilustrativo basado en estimaciones de los modelos de fusión y evaporación, y por otro lado en la suposición que la actividad remanente se debe a la presencia del canal de transferencia aludido en el sistema ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$.

4.3.2 El par isomérico del núcleo ${}^{119}\text{Te}$

El canal de fusión-evaporación $3n$ de los sistemas ${}^{12}\text{C}+{}^{110}\text{Pd}$ y ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$ corresponde a un núcleo residual con dos estados isoméricos. El código PACE permite seguir paso a paso la desexcitación de un dado núcleo residual. De esta forma, uno puede estimar las poblaciones de cada uno de los niveles del núcleo residual. Éstos niveles son “creados” por el mismo programa PACE o se pueden ingresar en él cuando se dispone del conocimiento de los mismos. Puede, entonces, determinarse la población final de los isómeros y, por ende, la relación isomérica asociada. Los últimos pasos de la desexcitación γ adquieren suma importancia dado que éstos determinarán si el núcleo residual, ${}^{119}\text{Te}$, alimenta finalmente el estado metaestable o el estado fundamental. En consecuencia, la línea *yrast* y las intensidades de las distintas transiciones del decaimiento γ juegan un papel preponderante en el cálculo de las relaciones isoméricas.

La línea *yrast* es un parámetro muy sensible en el cálculo estadístico que influye tanto en los rendimientos relativos de los canales de evaporación como en la relación isomérica [38]. Esta “línea” conecta aquellos estados de mínima energía de excitación para cada valor de momento angular intrínseco. Por lo tanto, su rol es limitar los estados disponibles en el plano E^*-J . Una primera aproximación de la línea *yrast* se obtiene identificando la energía *yrast* con la energía rotacional de una esfera rígida a un dado momento angular [61]. Cálculos macroscópicos más refinados incluyen la deformación del núcleo (modelo de la gota líquida rotante [64])

y, como mejora de éste, la incorporación de una superficie difusa para la materia nuclear (modelo de la gota líquida de superficie difusa [65]). El programa PACE calcula la línea *yrast* siguiendo alguno de estos modelos. A modo ilustrativo, la Fig. 4.6 muestra dos líneas *yrast* para el núcleo residual ^{119}Te según se considere el momento de inercia de una esfera rígida (línea *yrast* de Gilbert-Cameron [61], curva *a*) o el de una esfera deformada de superficie nuclear difusa (línea *yrast* de Sierk [65], curva *b*). Además, se incluyen en esta figura los estados discretos de

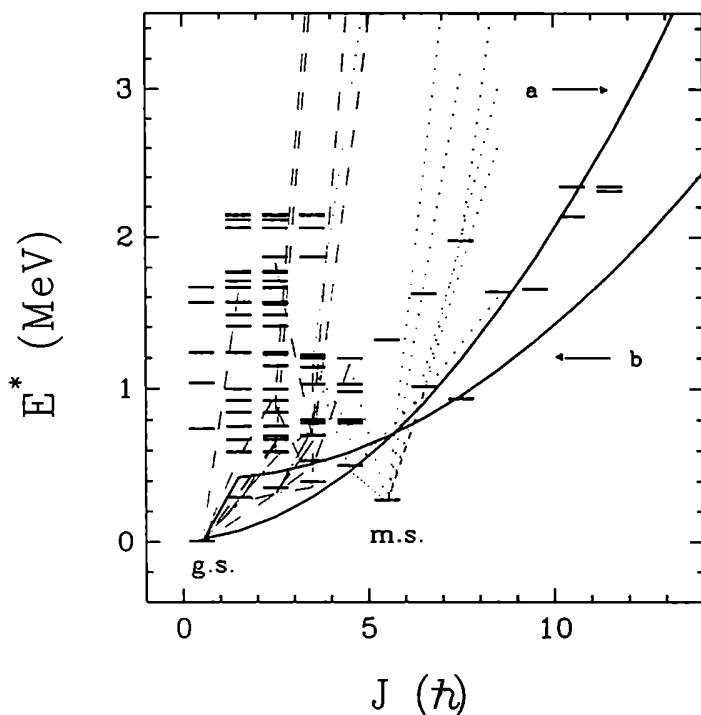


Figura 4.6: Típicos caminos de desexcitación gama para algunos eventos del canal de evaporación $3n$ en el plano E^*-J . Las barras horizontales corresponden a niveles conocidos del ^{119}Te de energía de excitación menor a 2.3 MeV. Las líneas *yrast* de Gilbert-Cameron (curva *a*) y de Sierk (curva *b*) se encuentran también graficadas en la figura.

energía menor a 2.3 MeV obtenidos de estudios del decaimiento radioactivo del ^{119}I y de las reacciones $^{117}\text{Sn}(\alpha, 2n)$, $^{120}\text{Te}(d, t)$ y $^{120}\text{Te}(^3\text{He}, \alpha)$ [66] (barras horizontales). Los últimos pasos de la desexcitación gama para algunos eventos correspondientes al canal de fusión-evaporación $3n$ se muestran en la misma figura. Las líneas punteadas indican diferentes eventos que finalmente pueblan el estado metaestable; mientras que las líneas de trazos corresponden a eventos cuyos caminos de desexcitación finalizan en el estado fundamental.

Los parámetros relevantes del código PACE relacionados con la determinación de las poblaciones correspondientes a los estados isoméricos del residuo de evaporación ^{119}Te fueron los siguientes:

- El formalismo de Gilbert y Cameron fue empleado para la densidad de niveles a energías de excitación mayores que 2.3 MeV con el parámetro $a = A/9.5 \text{ MeV}^{-1}$.
- Las intensidades de las transiciones γ fueron 0.0001, 0.01, 9 y 1.2 unidades Weisskopf (W.u.) para las transiciones E1, M1, E2 y M2, respectivamente.
- Los coeficientes de transmisión para la emisión de partículas fueron determinados a través del modelo óptico con potenciales dados por las Refs. [67] y [68].
- Dada la abundante información espectroscópica del núcleo ^{119}Te , la línea *grast* empleada en los cálculos de las relaciones isoméricas fue construida de la siguiente manera: la energía mínima conocida correspondiente a cada estado de momento angular intrínseco menor que $23/2 \hbar$ fue incorporada al programa; para valores de espín superiores a éste, se adoptaron las energías rotacionales calculadas por Gilbert y Cameron.

Este conjunto de parámetros utilizado para el ajuste de las relaciones isoméricas experimentales difiere ligeramente de aquél empleado para el ajuste de las secciones eficaces experimentales de los canales de fusión-*evaporación* (Sec. 4.3). El mismo conjunto de parámetros no produce cambios significativos en el cálculo de las secciones eficaces de dichas reacciones. Sin embargo, los nuevos parámetros, y en especial la línea *grast* construida a partir de la información espectroscópica disponible, resultó ser sensible a efectos del cálculo de las relaciones isoméricas. De esta forma, el nuevo conjunto de parámetros incorporado en el modelo de evaporación permite lograr un acuerdo razonable entre los resultados experimentales (rendimientos relativos de los canales de fusión-*evaporación* y relaciones isoméricas) y las predicciones de los modelos. Las Figuras 4.7 y 4.8 muestran las funciones de excitación del canal de evaporación $3n$ ($\sigma_{3n(m.s.)} + \sigma_{3n(g.s.)}$) con cuadrados llenos sobre el eje izquierdo y la correspondiente relación isomérica ($\sigma_{3n(m.s.)}/\sigma_{3n(g.s.)}$) con círculos llenos sobre el eje derecho. La relación isomérica experimental decrece rápidamente con la energía

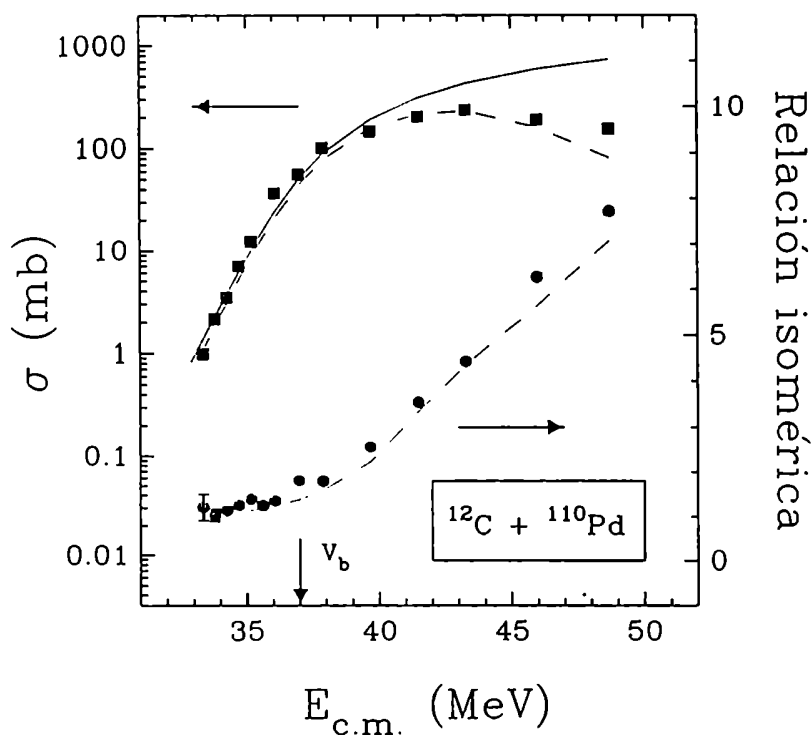


Figura 4.7: Secciones eficaces experimentales del canal de evaporación $3n$ (ordenada izquierda) y relación isomérica asociada (ordenada derecha) en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$. La línea llena es una estimación de la sección eficaz de fusión y las curvas de trazos son las predicciones obtenidas a través de cálculos combinados de CCMOD y PACE.

de bombardeo hasta los alrededores de la barrera coulombiana en ambos sistemas. En esta región, la pendiente sufre un pronunciado cambio en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ y la relación isomérica resulta prácticamente independiente de la energía de bombardeo a energías por debajo de la barrera de Coulomb (ver Fig. 4.7). Aunque menos abrupto, un cambio gradual en la pendiente se observa a energías cercanas a la barrera coulombiana en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ (ver Fig. 4.8). El valor límite predicho para la relación isomérica en este sistema comienza a la energía más baja estudiada en este trabajo.

Cálculos efectuados con distintas líneas *yrast*

Se analizaron las consecuencias de utilizar distintas líneas *yrast* incorporadas en el código PACE. Los cálculos realizados utilizando la línea *yrast* de Gilbert-Cameron subestiman las relaciones isoméricas obtenidas experimentalmente a energías sub-

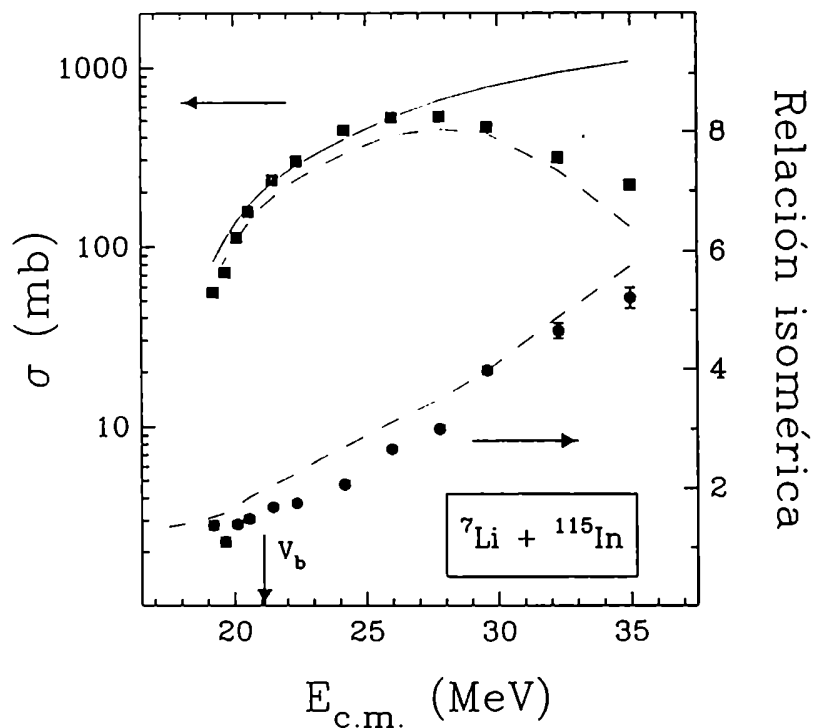


Figura 4.8: Secciones eficaces experimentales del canal de evaporación $3n$ (ordenada izquierda) y relación isomérica asociada (ordenada derecha) en el sistema ${}^7\text{Li} + {}^{115}\text{In}$. La línea llena es una estimación de la sección eficaz de fusión y las curvas de trazos son las predicciones obtenidas a través de cálculos combinados de CCMOD y PACE.

coulombianas. La localización de esta línea *yrast* por debajo de los niveles discretos conocidos del núcleo residual ${}^{119}\text{Te}$ (ver Fig. 4.6) permite alcanzar estados de muy bajo momento angular y por lo tanto incrementar la población del estado fundamental. Por su parte, las relaciones isoméricas obtenidas mediante la línea *yrast* de Sierk sobrestiman los datos experimentales a energías por encima de la barrera coulombiana. La razón de ello radica en la mayor cantidad de estados disponibles en el plano $E^* - J$ para la desexcitación gamma de núcleos residuales de alto momento angular, favoreciendo así la población del estado metaestable (ver Fig. 4.6).

Se exploraron, también, los efectos sobre las poblaciones de los estados metaestable y fundamental cuando se le impone al núcleo residual seguir caminos de desexcitación de acuerdo con estudios espectroscópicos del ${}^{119}\text{Te}$ [66]. En otras palabras, con el programa PACE se siguió cada cascada hasta alcanzar un nivel conocido del núcleo residual. Luego, los pasos siguientes de desexcitación gamma se

llevaron a cabo respetando las intensidades de las transiciones de acuerdo con la Ref. [66]. Prácticamente no se encontraron diferencias entre este cálculo y aquél realizado completamente por PACE.

Capítulo 5

Relación isomérica y valor medio del momento angular

DiGregorio *et al.* [38] señalaron la importancia de obtener el valor medio de la distribución inicial de momento angular a través de mediciones de relaciones isoméricas. La idea es deducir el momento de primer orden de la distribución sin referencia alguna a la forma de la distribución, es decir, independizándose de cualquier modelo de fusión. La relación entre el observable físico (relación isomérica) y la magnitud que se pretende deducir (valor medio de la distribución) se establecerá sólo mediante cálculos del modelo estadístico. El procedimiento utilizado para tal fin se describe en las próximas secciones.

5.1 Correspondencia entre el valor medio de espín y la relación isomérica

En el capítulo anterior (ecuaciones (4.23) y (4.24)) se vio que la sección eficaz de formación del núcleo compuesto con momento angular total J puede escribirse como

$$\sigma_J = \frac{\pi}{k^2} \frac{(2J + 1)}{(2s_1 + 1)(2s_2 + 1)} \sum_{l=|J-S|}^{J+S} \sum_{S=|s_1-s_2|}^{s_1+s_2} T_l \quad (5.1)$$

donde k es el número de onda asociado a la energía de bombardeo en el sistema centro de masa, $\vec{J} = \vec{l} + \vec{S}$, $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$, y s_1 y s_2 son los espines intrínsecos de los núcleos blanco y proyectil. En esta expresión se ha supuesto que el coeficiente de transmisión no depende de S o J ($T_{lS,J} = T_l$). La dependencia de esta sección eficaz con algún modelo de fusión está implícitamente contenida en el coeficiente de transmisión. La parametrización de este coeficiente debe ser tal que permita

generar distribuciones de espín del núcleo compuesto (σ_J) típicas de energías sub-coulombianas (forma acampanada) como así también aquellas asociadas a energías por encima de la barrera (forma triangular). Una función adecuada para estos propósitos es la llamada función de Fermi

$$T_l = \frac{1}{1 + \exp[(l - l_0)/\Delta l]} \quad (5.2)$$

Una familia de estas funciones se grafica en la Fig. 5.1. Se ve en ella que el parámetro Δl gobierna la *difusividad* de la penetración de la barrera del sistema mientras que el parámetro l_0 determina un límite para las ondas parciales que conducen a la fusión en el modelo *sharp cutoff* ($\Delta l \sim 0$). De esta forma, variando

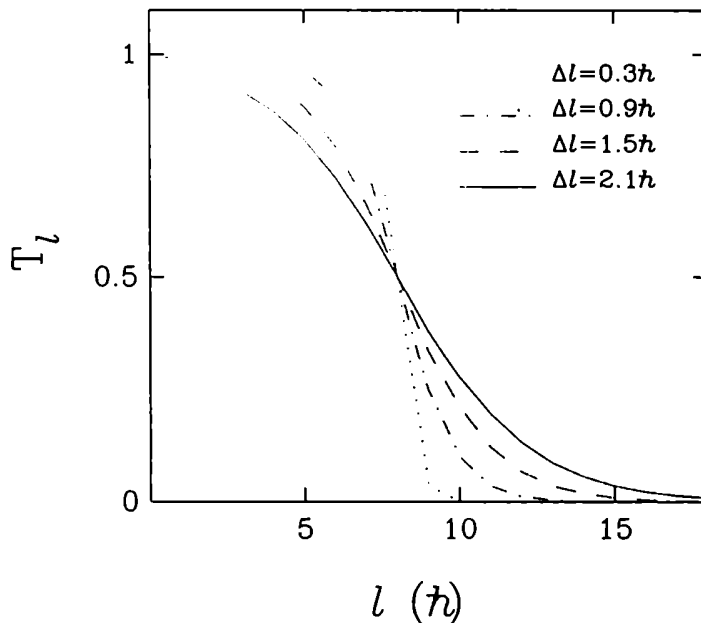


Figura 5.1: Función distribución de Fermi para cuatro valores del parámetro Δl : $0.3 \hbar$ (línea de puntos), $0.9 \hbar$ (línea de punto trazos), $1.5 \hbar$ (línea de trazos) y $2.1 \hbar$ (línea llena) manteniendo fijo el restante parámetro ($l_0 = 8 \hbar$).

ambos parámetros l_0 y Δl , uno obtiene una amplia familia de distribuciones de espín que van desde las correspondientes a forma de campana (valores pequeños de l_0 y grandes de Δl) hasta las de forma triangular (grandes valores de l_0 y pequeños de Δl). Sin embargo, esta familia está acotada dado que existe una restricción impuesta por el sistema mismo. La fusión de los núcleos intervinientes en la reacción ocurre para toda onda parcial menor que un cierto valor l_{max} . Más allá de este límite el sistema reacciona dando lugar a una intensificación de los procesos de

transferencia de nucleones y dispersiones inelásticas y, finalmente, a las interacciones elásticas. Esta restricción para el número de ondas parciales que contenga la sumatoria de la ecuación (5.1) puede obtenerse de cualquier modelo de fusión o de la simple relación $l_{max} \sim b_{max} p$. En esta expresión p es el impulso lineal del movimiento relativo y b_{max} es el parámetro de impacto asociado a una colisión rasante (y por lo tanto aproximadamente igual al radio del núcleo blanco).

Un conjunto típico de distribuciones de momento angular total se encuentra representado en la Fig. 5.2. Por simplicidad se ha supuesto que los espines intrínsecos de los núcleos proyectil y blanco son nulos. Esta familia se obtuvo variando el

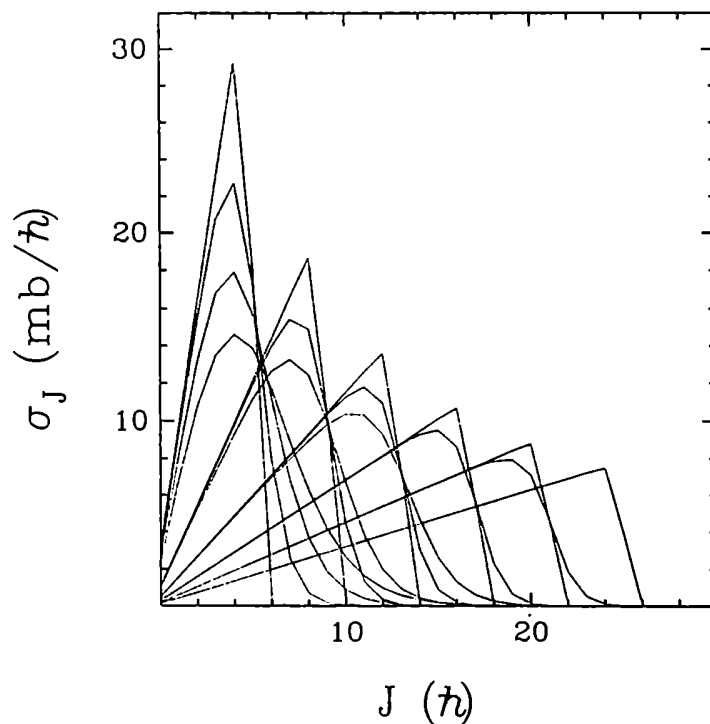


Figura 5.2: Distribuciones de espín del núcleo compuesto parametrizando el coeficiente de transmisión mediante la función de Fermi para distintos valores de los parámetros l_0 y Δl (ver el texto para detalles del cálculo).

parámetro l_0 desde $5 \hbar$ hasta $25 \hbar$ en pasos de $4 \hbar$ y la *difusividad* desde $0.2 \hbar$ hasta $1.7 \hbar$ en pasos de $0.5 \hbar$. El valor de l_{max} seleccionado fue de $30 \hbar$. Como se dijo en el párrafo anterior, l_{max} impone condiciones de forma tal que la sección eficaz parcial de aquellas ondas con momento angular orbital mayor que dicho límite sea cero. En razón de ello, las distribuciones con valores grandes del parámetro l_0

sólo pueden tener un Δl pequeño. Todas las distribuciones de esta figura han sido normalizadas a una sección eficaz de fusión integral de 100 mb.

El paso siguiente consiste en recurrir a cálculos del modelo estadístico que permiten estimar la relación isomérica de un dado canal de evaporación para una determinada distribución de momento angular. En lugar de proceder como en la Sec. 4.3 donde la distribución de espín era ingresada en el código PACE, se hizo uso de una alternativa de cálculo de este programa. La misma consiste en fijar el valor del momento angular total del núcleo compuesto a una dada energía de excitación. De esta forma, se obtienen los rendimientos relativos de cada canal de evaporación xn ($Y_{J,xn}$) para cada momento angular total J del núcleo compuesto. Estos rendimientos relativos son válidos para cualquier canal de entrada que de lugar a la formación del mismo núcleo compuesto. En otras palabras, se está suponiendo que un núcleo compuesto, a una dada energía de excitación y un determinado momento angular, se desexcitará independientemente de cómo fue formado (hipótesis de independencia del núcleo compuesto).

En los sistemas $^{12}\text{C} + ^{110}\text{Pd}$ y $^7\text{Li} + ^{115}\text{In}$, el canal $3n$ es el dominante en el proceso de fusión-evaporación. Este canal $3n$ corresponde al par isomérico del núcleo ^{119}Te . Siguiendo la notación del párrafo anterior, $Y_{J,3n(m.s.)}$ e $Y_{J,3n(g.s.)}$ son los rendimientos relativos de los estados metaestable y fundamental del núcleo residual para el núcleo compuesto con energía de excitación y momento angular total fijos. La Fig. 5.3 muestra el rendimiento relativo del canal $3n$ (línea de trazos) y sus dos componentes [estados isomérico ($m.s.$) y fundamental ($g.s.$) con línea de puntos] como función del momento angular total del núcleo compuesto ^{122}Te a dos energías de excitación. Se aprecia claramente de esta figura que los núcleos compuestos formados con bajo momento angular total decaerán alimentando preferentemente el estado fundamental de bajo espín ($1/2$) mientras que el estado metaestable de alto espín ($11/2$) se verá favorecido por aquellos núcleos con alto momento angular total. La distribución- J del canal $3n$ y de sus dos componentes puede ser reconstruída para cualquier distribución inicial de espín del núcleo compuesto a través del conocimiento de los mencionados rendimientos relativos. A modo ilustrativo, la Fig. 5.4 muestra el fraccionamiento de la distribución de espín total del núcleo compuesto en el sistema $^{12}\text{C} + ^{110}\text{Pd}$ para dos energías de bombardeo. Las

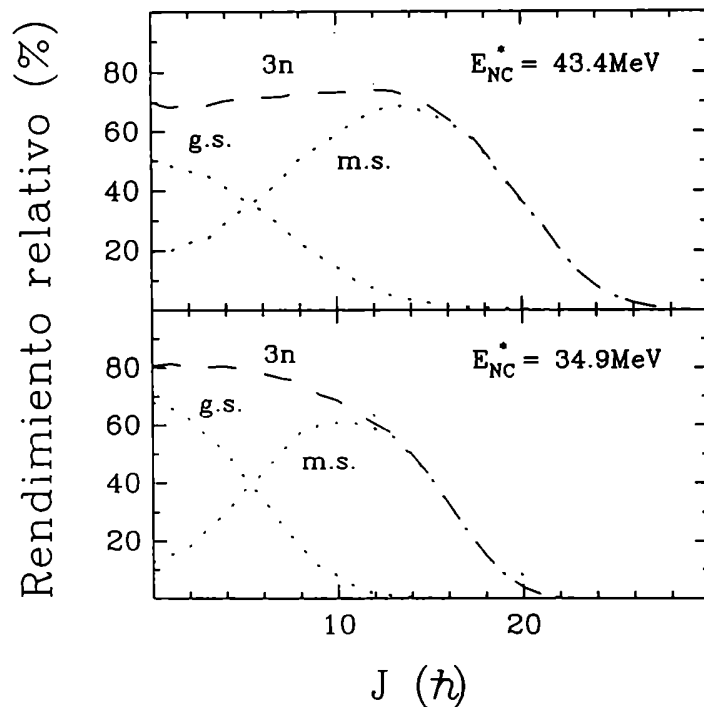


Figura 5.3: Rendimientos relativos del canal $3n$ (línea de trazos) y de los estados metaestable y fundamental (líneas de puntos) en función del momento angular total del núcleo compuesto ^{122}Te a dos energías de excitación del mismo.

distribuciones iniciales de momento angular del núcleo compuesto (líneas llenas) se obtuvieron del modelo de fusión CCMOD para el caso acoplado. Se puede observar en esta figura que las distribuciones de los estados metaestable y fundamental del canal $3n$ (líneas de puntos) se cruzan en las cercanías del valor de momento angular correspondiente al espín intrínseco del estado metaestable ($J = 5.5 \hbar$).

De acuerdo con las definiciones previas de los rendimientos relativos, la relación isomérica R puede expresarse en función de ellos,

$$R = \frac{\sigma_{3n(m.s.)}}{\sigma_{3n(g.s.)}} = \frac{\sum_J Y_{J,3n(m.s.)} \sigma_J}{\sum_J Y_{J,3n(g.s.)} \sigma_J} \quad (5.3)$$

El conocimiento de los rendimientos relativos $Y_{J,3n(m.s.)}$ e $Y_{J,3n(g.s.)}$ permiten obtener R para cualquier distribución inicial de espín sin necesidad de realizar explícitamente un cálculo estadístico para cada una de ellas. Establecidos estos rendimientos mediante cálculos del modelo de evaporación, la ecuación (5.3) establece un valor de la relación isomérica para cada distribución de espín del núcleo compuesto

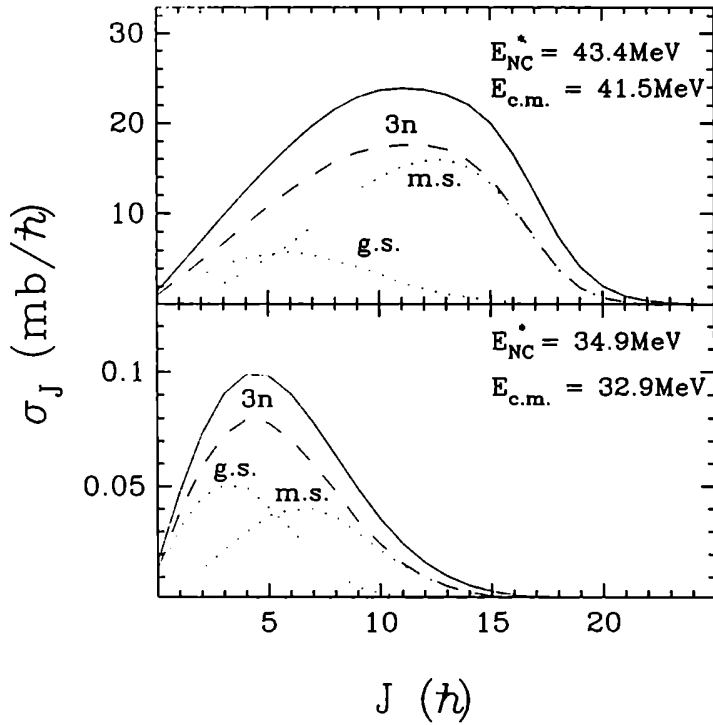


Figura 5.4: Distribuciones de momento angular predichas en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ a dos energías de bombardeo. Las distribuciones iniciales del núcleo compuesto fueron estimadas de cálculos simplificados de canales acoplados (línea llena). Usando estas distribuciones y los resultados obtenidos de cálculos del modelo estadístico se construyen las distribuciones correspondientes al canal $3n$ (línea de trazos) y sus dos componentes (líneas de puntos).

(σ_J). Es oportuno remarcar aquí que R es independiente de la sección eficaz de fusión ($\sigma_{fus} = \sum_J \sigma_J$). La dependencia del valor de la relación isomérica con la distribución de espín viene dada, en principio, solamente por la forma de la misma.

Se dispone así, de los elementos necesarios para establecer si existe alguna correlación entre la relación isomérica y el valor medio de la distribución de momento angular del núcleo compuesto. Para tal fin, y a título ilustrativo, se elige el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ a una energía de bombardeo de $E_{c.m.} = 24.2 \text{ MeV}$ ($E_{NC}^* = 39.8 \text{ MeV}$). Se adoptó un valor de $23 \hbar$ para l_{max} tal como sugieren cálculos de CCMOD. La familia de distribuciones de espín [ecuación (5.1)] se obtuvo parametrizando el coeficiente de transmisión según la función de Fermi [ecuación (5.2)]. Para ello se varió l_0 desde $1 \hbar$ hasta $22 \hbar$ en pasos de $0.5 \hbar$, y Δl desde $0.1 \hbar$ hasta $3 \hbar$ en pasos de $0.1 \hbar$. Dado que R y $\langle J \rangle$ no dependen de σ_{fus} , la misma área arbitraria fue

elegida para todas las distribuciones resultantes. El valor medio de cada una de las distribuciones fue evaluado a través de

$$\langle J \rangle = \frac{\sum_J J \sigma_J}{\sum_J \sigma_J} \quad (5.4)$$

Los valores obtenidos de la resolución de las ecuaciones (5.3) y (5.4) para la mencionada variedad de formas de la distribución T_l se muestran en la Fig. 5.5 (círculos abiertos). También se grafica en la figura el valor medio de la distribución de momento angular orbital ($\langle l \rangle$) para cada valor de R (cuadrados abiertos). Esta

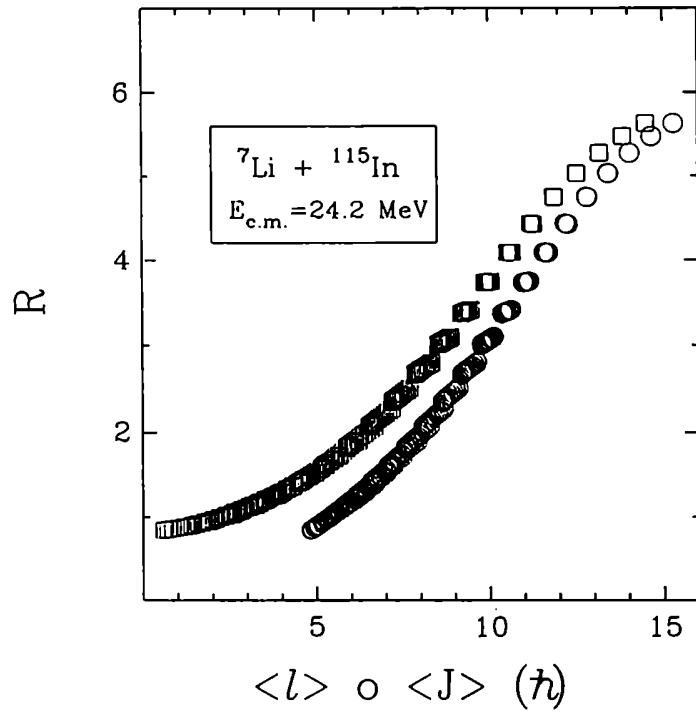


Figura 5.5: Relación entre el cociente isomérico y el valor medio del momento angular (cuadrados abiertos para $\langle l \rangle$ y círculos abiertos para $\langle J \rangle$). Esto fue realizado a través de cálculos del modelo estadístico y empleando la función de Fermi para generar una gran variedad de formas de la distribución de espín.

distribución se obtiene de la ecuación (4.2) del Cap. 4, y el valor medio asociado a la misma es $\langle l \rangle = (\sum_l l \sigma_l) / (\sum_l \sigma_l)$. La correlación existente entre la relación isomérica y el valor medio de la distribución de momento angular del núcleo compuesto es casi unívoca. Independientemente de la forma de la distribución, un valor dado de R se corresponde con un determinado valor medio de momento angular. Resumiendo, uno puede deducir el valor medio de la distribución inicial

de espín a través de la medición de la relación isomérica del canal dominante de fusión–evaporación independientemente de la forma de dicha distribución.

5.2 Deducción de $\langle J \rangle$ a través de las relaciones isoméricas experimentales

Siguiendo el procedimiento delineado en la sección anterior, el valor medio del momento angular total del núcleo compuesto se dedujo a partir de las relaciones isoméricas experimentales para cada energía de bombardeo en cada uno de los sistemas estudiados. Para tal determinación es necesario conocer el error total de cada medición de relación isomérica. Esta incerteza se estimó sumando en cuadratura los errores estadísticos y el error correspondiente a la eficiencia del detector de rayos γ . Los valores deducidos de $\langle J \rangle$ tendrán una incerteza asociada a este error total de la relación isomérica experimental. Los resultados correspondientes al sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ se grafican en la Fig. 5.6 y se muestran en la Tabla 5.1. Sobre el eje derecho de las ordenadas de dicha figura están representados, con círculos llenos, las relaciones isoméricas experimentales mientras que, sobre el eje izquierdo, están graficados, con círculos abiertos, los valores de $\langle J \rangle$ deducidos a través de ellas para cada energía de bombardeo. Se puede apreciar en esta figura que las variaciones del valor deducido de $\langle J \rangle$ con la energía de bombardeo siguen el mismo comportamiento que el valor experimental de R : crecimiento casi lineal con la energía por encima de la barrera de Coulomb y un valor constante a energías subcoulombianas. Estos resultados experimentales se comparan con las predicciones del modelo de fusión CCMOD cuando se incluye en éste el acoplamiento a la excitación inelástica del blanco (curva llena). Con estas distribuciones y a través del modelo de evaporación PACE, se construye la línea de trazos correspondiente a las relaciones isoméricas calculadas. El acuerdo alcanzado entre teoría y experimento es muy satisfactorio tanto para las relaciones isoméricas como para los valores medios deducidos a partir de ellas. Además, la saturación de $\langle l \rangle$ ($\langle J \rangle$) a energías subcoulombianas predicha en la Ref. [69] se verifica claramente en la Fig. 5.6.

La Fig. 5.7 (análoga a la 5.6) muestra los resultados experimentales para las relaciones isoméricas y los valores medios deducidos de espín para el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$. Los datos correspondientes a esta figura se encuentran en la Tabla 5.2

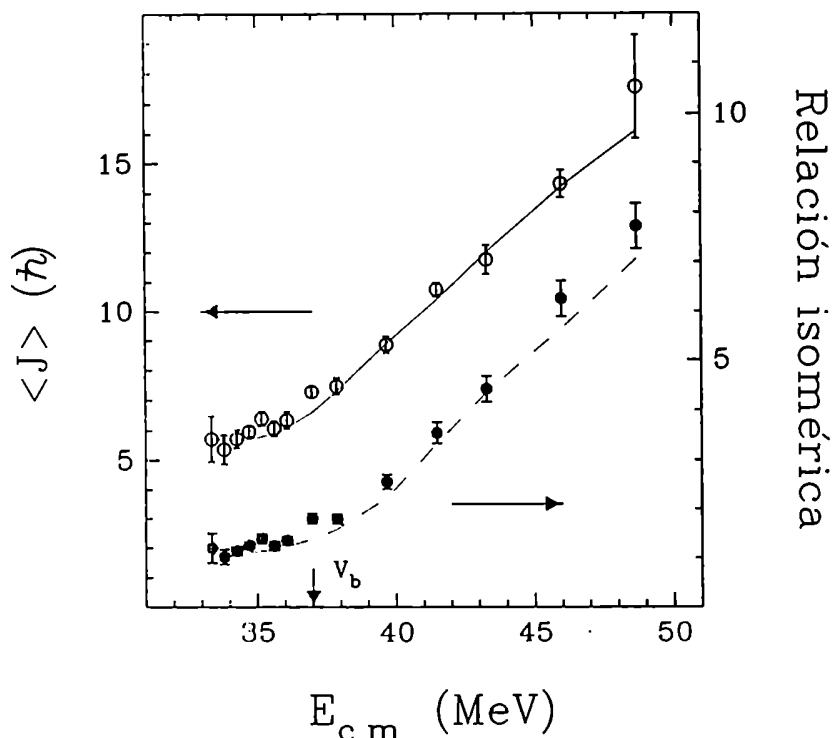


Figura 5.6: Relación isomérica experimental (ordenada derecha) y valor medio deducido del momento angular (ordenada izquierda) para el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$. El espín total está dado por el momento angular orbital puesto que los espines intrínsecos de los núcleos involucrados en este sistema son cero. La línea llena corresponde al valor medio de las distribuciones estimadas por CCMOD. La relación isomérica predicha (curva de trazos) es obtenida del código de evaporación PACE empleando tal distribución de momento angular.

En primer lugar debe señalarse que los errores totales de las relaciones isoméricas experimentales tienen su origen principal en la incerteza asociada a la eficiencia del detector de rayos gama utilizado en las irradiaciones correspondientes al sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ (ver Sec. 2.1). Estos errores totales en las mediciones de la relación isomérica se reflejan consecuentemente en las incertezas asociadas a los valores medios deducidos de momento angular. Al igual que en el sistema más simétrico, la funcionalidad del valor medio deducido de espín con la energía de bombardeo sigue el comportamiento observado de la relación isomérica experimental. La curva llena corresponde a cálculos de CCMOD incluyendo acoplamiento a la excitación inelástica del ^{115}In y a los procesos de transferencia (Sec. 4.3). El valor límite de saturación predicho para $\langle J \rangle$ parecería comenzar a las más bajas energías estudiadas en este trabajo. La línea de trazos es el resultado de cálculos combinados de CCMOD y PACE para la obtención de las relaciones isoméricas teóricas. En ge-

Tabla 5.1: Relación isomérica y $\langle J \rangle$ para el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$.

$E_{c.m.}$ (MeV)	R	$\langle J \rangle$ (deducido) (\hbar)	$\langle J \rangle$ (CCMOD) (\hbar)	Diferencia (%)
48.7	7.72 ± 0.46	17.6 ± 1.7	16.1	9.3
46.0	6.26 ± 0.37	14.3 ± 0.5	14.2	0.7
43.3	4.42 ± 0.26	11.8 ± 0.5	12.0	-1.7
41.5	3.55 ± 0.21	10.8 ± 0.2	10.4	3.8
39.7	2.56 ± 0.15	8.9 ± 0.3	8.9	0.0
37.9	1.79 ± 0.11	7.5 ± 0.3	7.3	2.7
37.0	1.80 ± 0.11	7.3 ± 0.2	6.6	10.1
36.1	1.35 ± 0.09	6.3 ± 0.3	6.1	3.3
35.6	1.24 ± 0.10	6.1 ± 0.3	5.9	3.4
35.2	1.39 ± 0.10	6.4 ± 0.2	5.8	10.3
34.7	1.25 ± 0.08	6.0 ± 0.2	5.7	-5.3
34.3	1.14 ± 0.10	5.7 ± 0.3	5.7	0.0
33.8	1.02 ± 0.15	5.4 ± 0.5	5.7	-5.3
33.4	1.20 ± 0.30	5.7 ± 0.8	5.7	0.0

Las incertezas de los valores deducidos de $\langle J \rangle$ provienen de los errores estadísticos y sistemáticos de las relaciones isoméricas.

neral, los valores de $\langle J \rangle$ son ligeramente menores que las predicciones del modelo de fusión. Esto es consecuencia de los valores bajos de las relaciones isoméricas experimentales cuando son comparadas con los resultados del cálculo respectivo.

De la comparación entre las Figs. 5.6 y 5.7 puede observarse que los valores deducidos de $\langle J \rangle$ a las energías más bajas analizadas en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ son similares al valor límite de $\langle J \rangle$ alcanzado en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$. Esto se explica por el acoplamiento entre el momento angular orbital y los espines intrínsecos de los núcleos ^7Li ($3/2 \hbar$) e ^{115}In ($9/2 \hbar$). La consecuencia de tal acoplamiento es "correr" la distribución de momento angular total hacia mayores valores de J y, por ende, incrementar el valor medio de la misma (una ilustración de este efecto se verá en la sección siguiente).

El valor medio de las distribuciones de espín calculadas por CCMOD según el

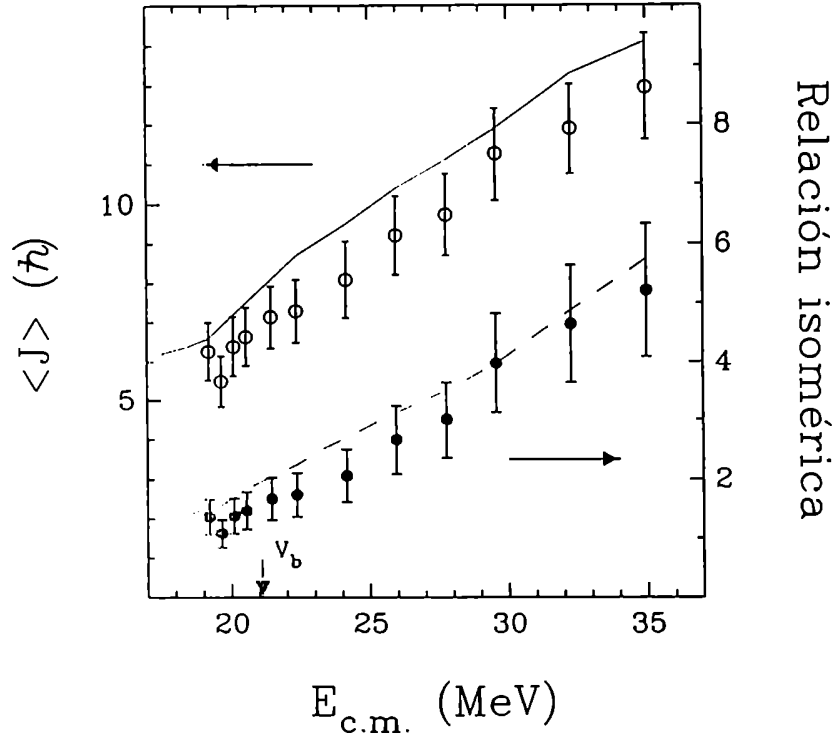


Figura 5.7: Relación isomérica experimental (ordenada derecha) y valor medio deducido del momento angular (ordenada izquierda) para el sistema ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$. El espín total está dado por el acoplamiento entre el momento angular orbital y los espines intrínsecos de los núcleos involucrados en este sistema. La línea llena corresponde al valor medio de las distribuciones estimadas por CCMOD. La relación isomérica predicha (curva de trazos) es obtenida del código de evaporación PACE empleando tal distribución de momento angular.

modelo simplificado de canales acoplados de Dasso y Landowne [69] (4.1.2) tiene distinto comportamiento a energías por encima y por debajo de la barrera de Coulomb. A energías superiores a la barrera, dicho valor medio viene dado por

$$\langle l \rangle = \frac{2}{3} \sqrt{2 \mu R_b^2 (E - V_b) / \hbar^2}, \quad (5.5)$$

donde μ es la masa reducida del canal de entrada, R_b es la posición correspondiente a la máxima altura de la barrera sin perturbar V_b y E es la energía de bombardeo en el sistema centro de masa. Por su parte, a energías subcoulombianas, el valor medio de la distribución es independiente de la energía:

$$\langle l \rangle = \frac{4}{3} \sqrt{\mu R_b^2 \epsilon / \hbar^2}, \quad (5.6)$$

donde ϵ está relacionado con la curvatura de la parábola invertida adoptada para el potencial a través de la expresión $\epsilon = \hbar\omega/2\pi$. La variación esperada de $\langle l \rangle$ con

Tabla 5.2: Relación isomérica y $\langle J \rangle$ para el sistema ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$.

$E_{c.m.}$ (MeV)	R	$\langle J \rangle$ (deducido) (\hbar)	$\langle J \rangle$ (CCMOD) (\hbar)	Diferencia (%)
35.0	5.21 ± 1.12	12.9 ± 1.4	14.1	-8.5
32.3	4.64 ± 1.00	11.9 ± 1.1	13.0	-8.5
29.6	3.97 ± 0.85	11.3 ± 1.2	11.9	-5.0
27.8	3.00 ± 0.64	9.7 ± 1.0	11.1	-12.6
26.0	2.66 ± 0.57	9.2 ± 1.0	10.4	-11.5
24.2	2.06 ± 0.44	8.1 ± 1.0	9.7	-19.8
22.4	1.74 ± 0.37	7.3 ± 0.8	8.7	-16.1
21.5	1.67 ± 0.36	7.1 ± 0.8	8.1	-12.3
20.6	1.47 ± 0.32	6.6 ± 0.7	7.4	-10.8
20.1	1.38 ± 0.30	6.4 ± 0.8	7.2	-11.1
19.7	1.08 ± 0.24	5.5 ± 0.7	6.9	-20.3
19.2	1.36 ± 0.30	6.3 ± 0.7	6.6	-4.5

Las incertezas de los valores deducidos de $\langle J \rangle$ provienen de los errores estadísticos y sistemáticos de las relaciones isoméricas.

la masa reducida del canal de entrada a energías mayores y menores que la barrera coulombiana fue analizada para los sistemas estudiados. De las expresiones de las ecuaciones (5.5) y (5.6) puede verse que para sistemas con R_b , V_b y ϵ similares, la dependencia de $\langle l \rangle$ con el sistema está determinada por la masa reducida del mismo. Para el caso de los sistemas ${}^{12}\text{C}+{}^{110}\text{Pd}$ y ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$, las masas reducidas respectivas son 10.8 y 6.6 u.m.a.. Luego, a partir de las recientes consideraciones, las predicciones estiman que

$$\langle l \rangle_{\text{Li+In}} \sim 0.78 \langle l \rangle_{\text{C+Pd}} \quad (5.7)$$

La Fig. 5.8 muestra los valores medios deducidos del momento angular orbital como función de $E_{c.m.}-V_b$ para ambos sistemas. Las predicciones del modelo simplificado de canales acoplados respecto del comportamiento de $\langle l \rangle$ con la masa reducida del sistema se verifican a energías por encima y por debajo de la barrera de Coulomb. Por ejemplo, el valor de saturación de $\langle l \rangle$ a energías subcoulombianas en el sistema ${}^{12}\text{C}+{}^{110}\text{Pd}$ es aproximadamente $5.5 \hbar$. De la ecuación (5.7) uno esperaría que dicho valor límite en el restante sistema fuera $\sim 4.3 \hbar$ (ver Fig. 5.8). Por otro lado, a

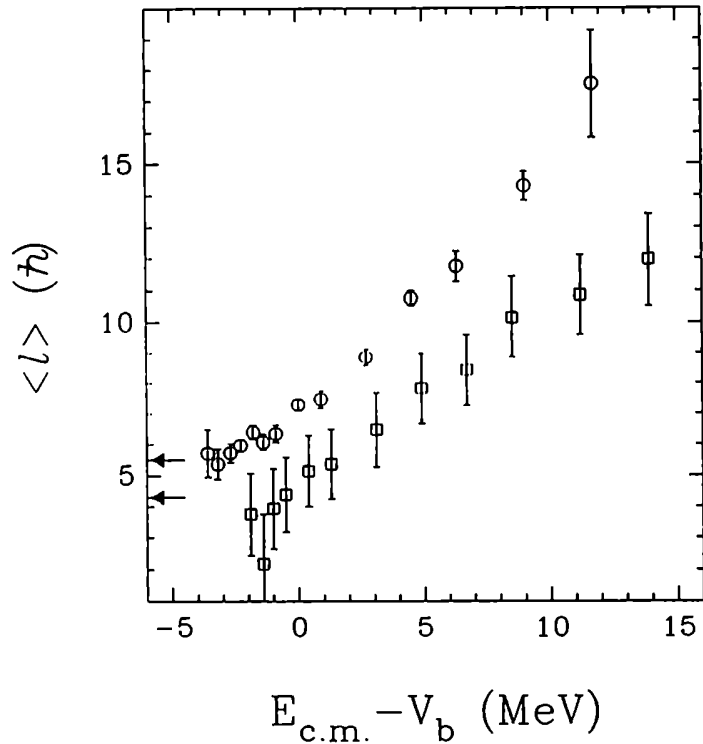


Figura 5.8: Valor medio del momento angular orbital para ambos sistemas como función de la diferencia entre la energía de bombardeo y la correspondiente a la barrera coulombiana. Los círculos (cuadrados) abiertos representan los valores deducidos de $\langle l \rangle$ para el sistema $^{12}\text{C} + ^{110}\text{Pd}$ ($^7\text{Li} + ^{115}\text{In}$). Las flechas indican los valores estimados de saturación de $\langle l \rangle$ para ambos sistemas.

A 10 MeV por encima de V_b el valor de $\langle l \rangle$ es del orden de $15 \hbar$ en el sistema más simétrico por lo cual para el sistema $^7\text{Li} + ^{115}\text{In}$ debería ser $\langle l \rangle_{\text{Li+In}} \sim 11.7 \hbar$.

5.3 Distintas distribuciones para un dado R

En el método propuesto para la deducción de $\langle J \rangle$ a través de la relación isomérica, uno encuentra una familia de distribuciones de momento angular compatible con un dado valor de R . La forma de las distribuciones de Fermi así obtenidas está caracterizada por sus dos parámetros: l_0 y Δl . Con el propósito de ilustrar las diferentes formas de las distribuciones de la mencionada familia en el sistema $^{12}\text{C} + ^{110}\text{Pd}$ a $E_{c.m.} = 37.9$ MeV se adoptan para R y l_{max} los valores 1.60 ± 0.16 y $30 \hbar$, respectivamente. Luego, con estas restricciones y disponiendo de los rendimientos relativos correspondientes al núcleo compuesto ^{122}Te a $E_{NC}^* = 39.8$ MeV, se hacen variar los parámetros l_0 y Δl del coeficiente de transmisión de Fermi desde $1 \hbar$ hasta $29 \hbar$

en pasos de $1 \hbar$ y desde $0.2 \hbar$ hasta $3.0 \hbar$ en pasos de $0.4 \hbar$, respectivamente. En la Tabla 5.3 se reportan los parámetros de las distribuciones obtenidas a través

Tabla 5.3: Distribuciones de momento angular de Fermi en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ que producen un intervalo reducido de valores medios de espín para un intervalo reducido de valores de la relación isomérica.

l_0 (\hbar)	Δl (\hbar)	$\langle l \rangle$ (\hbar)	R
5	3.0	7.4	1.46
6	3.0	7.8	1.58
7	2.6	7.5	1.54
7	3.0	8.2	1.72
8	2.2	7.2	1.53
8	2.6	7.9	1.70
9	1.8	7.2	1.57
9	2.2	7.7	1.73
10	0.6	6.6	1.47
10	1.0	6.9	1.55
10	1.4	7.3	1.67
11	0.2	7.2	1.72

del cálculo recién descrito. En la Fig. 5.9 se muestran sólo algunas de estas distribuciones donde se puede apreciar claramente las diferencias entre ellas a pesar de poseer valores de $\langle l \rangle$ similares.

Observaciones similares pueden realizarse en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$. Sin embargo, este sistema resulta particular dado que los espines intrínsecos de los reactivos son distintos de cero. Luego, las distribuciones de momento angular orbital (σ_l) y total (σ_J) no son coincidentes. Se procedió de manera análoga para la búsqueda de distribuciones de momento angular en este sistema a $E_{\text{c.m.}} = 24.2 \text{ MeV}$ que corresponde a la misma energía de excitación del núcleo compuesto ^{122}Te ($E_{\text{NC}}^* = 39.8 \text{ MeV}$). Los requisitos que debían cumplir las distribuciones de espín fueron $R = 3.0 \pm 0.3$ y $l_{\text{max}} = 23 \hbar$. Las mismas variaciones anteriores se efectuaron para los parámetros que definen los coeficientes de transmisión de Fermi.

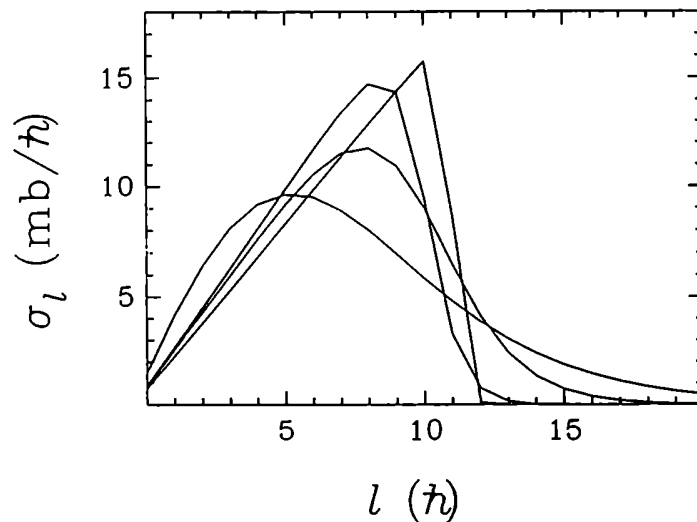


Figura 5.9: Diferentes distribuciones de espín en el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ de valor medio similar y cuyos correspondientes valores de relación isomérica son también similares entre sí.

Cuatro distribuciones de momento angular pertenecientes a la familia resultante se grafican en la Fig. 5.10(a). El efecto del acoplamiento del momento angular orbital a los espines intrínsecos de los reactantes se refleja en la Fig. 5.10(b): las diferencias observadas entre las diversas distribuciones- l son muy atenuadas en las distribuciones- J . Estas distribuciones de momento angular total resultan más anchas como consecuencia del mayor número de componentes que integran cada una de ellas. Sin embargo, debe notarse que el grado de importancia de las consecuencias producidas por el mencionado acoplamiento está determinado por los valores de las magnitudes involucradas. Por ejemplo, a altas energías de bombardeo los momentos angulares orbitales son grandes por lo cual el efecto del acoplamiento será poco significativo. Por el contrario, los valores bajos de momento angular orbital involucrados a bajas energías de bombardeo traen como consecuencia que el citado efecto adquiera importancia cuando los espines intrínsecos de los núcleos son considerables. Estas observaciones pueden inferirse de la Fig. 5.5 aunque ella corresponda a una determinada energía de bombardeo. La diferencia entre $\langle l \rangle$ y su correspondiente $\langle J \rangle$ depende del valor de la relación isomérica: significativa para bajos valores de R (bajas energías de bombardeo) y casi despreciable en el caso contrario.

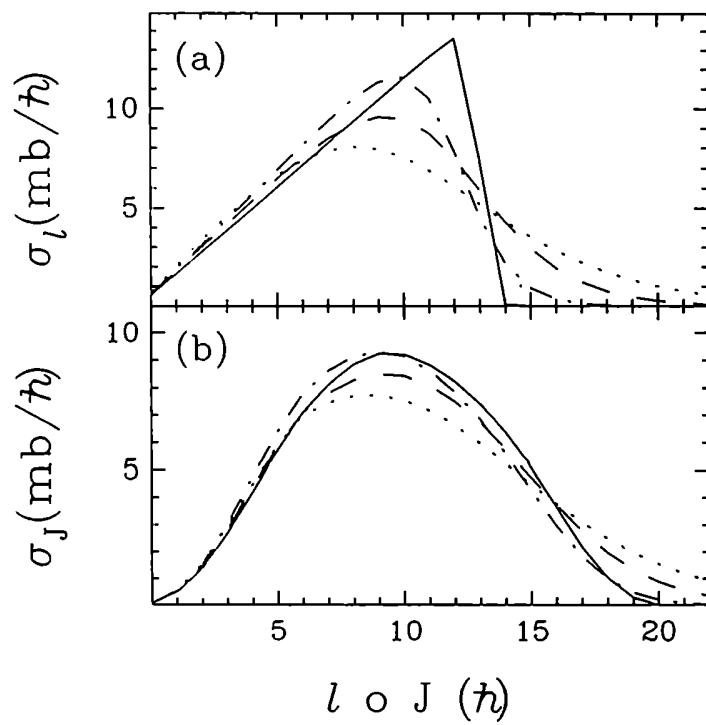


Figura 5.10: a) Distribuciones de momento angular orbital correspondientes a valores similares de relación isomérica. b) Las consecuencias debidas al acoplamiento entre el momento angular orbital y los espines intrínsecos de los núcleos se encuentran reflejadas en esta figura.

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo, se han medido las funciones de excitación experimentales correspondientes a todos los isótopos radioactivos observados en los siguientes sistemas: $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$, $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$, $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ y $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$. La detección e identificación de los correspondientes residuos fue realizada a través de la observación *off line* de los rayos γ emitidos en sus respectivos decaimientos. El canal $3n$ es el principal modo de decaimiento en el proceso de fusión–evaporación del sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ a energías próximas a la barrera de Coulomb y por debajo de ella. Por su parte, el mismo canal de evaporación es el dominante en la fusión del sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ a energías cercanas a la barrera coulombiana y por encima de ella. En los otros dos sistemas estudiados en esta tesis, $^{12}\text{C}+^{108}\text{Pd}$ y $^7\text{Li}+^{113}\text{In}$, el canal $3n$ representa más del 50 % de la sección eficaz de fusión a energías por encima de la barrera de Coulomb. Los resultados experimentales de las secciones eficaces del citado canal fueron comparados con cálculos combinados de un modelo simplificado de canales acoplados y del modelo estadístico. Los efectos del acoplamiento a las oscilaciones cuadrupolares de los núcleos participantes en la reacción sobre la sección eficaz de fusión a energías subcoulombianas son débiles para los sistemas aquí estudiados. Ello se debe a que las barreras de Coulomb involucradas son poco significativas en estos sistemas. Esta afirmación, enunciada en la Ref. [63], puede deducirse, también, de la Ref. [62] en donde, para un mismo blanco, el incremento de la sección eficaz de fusión a energías subcoulombianas decrece a medida que disminuye el número atómico del proyectil. En los sistemas $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$ no se observaron reacciones de transferencia tal como se esperaba de consideraciones energéticas. Además, no fue necesaria la inclusión de acoplamientos a estos procesos de intercambio de nucleones para explicar los datos experimentales en estos

dos sistemas. Una situación análoga se observó en el sistema $^{16}\text{O}+^{112}\text{Cd}$ estudiado en la Ref. [16] donde la estructura nuclear de los reactantes es similar a la de los sistemas $^{12}\text{C}+^{108,110}\text{Pd}$. En cambio, los sistemas $^7\text{Li}+^{113,115}\text{In}$ representan un caso claramente diferente. En virtud de que el acoplamiento a la excitación inelástica del blanco no fue suficiente para describir las secciones eficaces experimentales del canal de fusión- $3n$ junto al hecho de que se observaron algunos canales de transferencia en uno de dichos sistemas, indujo a incorporar el acoplamiento a estos procesos en los cálculos respectivos. De esta manera, se obtuvo un ajuste razonable para los datos experimentales. El incremento observado de las secciones eficaces experimentales a energías subcoulombianas respecto de las predicciones del modelo de penetración de barrera unidimensional es aproximadamente un factor tres en estos sistemas. Se concluye, entonces, que este incremento está asociado a las secciones eficaces de transferencia tal como las que se observaron en el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$. Esta aseveración es consistente con las observaciones presentadas en la Ref. [70] donde se concluye que las secciones eficaces de transferencia están correlacionadas con incrementos de la sección eficaz de fusión a energías subcoulombianas. Sin embargo, los sistemas analizados en esta referencia presentan deformaciones estáticas y/o dinámicas considerables que hacen más dificultoso establecer la importancia relativa de los distintos procesos en la fusión subcoulombiana. Por ello, el rol preponderante que juegan las reacciones de transferencia en la fusión subcoulombiana se pone de manifiesto, sin ambigüedad, en la presente tesis.

El canal $3n$ en los sistemas $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ y $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$ da lugar a la formación del núcleo ^{119}Te el cual posee dos estados de vida media larga: el metastable con $J^\pi = 11/2^-$ y $T_{1/2} = 4.69$ d, y el fundamental con $J^\pi = 1/2^+$ y $T_{1/2} = 16.05$ h. Del cociente entre los rendimientos correspondientes a estos dos estados se obtuvieron las relaciones isoméricas a las distintas energías de bombardeo estudiadas en cada uno de los dos sistemas. El valor medio del momento angular del núcleo compuesto se dedujo de dichas relaciones isoméricas experimentales mediante cálculos basados en el modelo estadístico. El acuerdo alcanzado entre estos valores deducidos de $\langle J \rangle$ y aquéllos calculados por el modelo simplificado de canales acoplados es muy satisfactorio para el sistema $^{12}\text{C}+^{110}\text{Pd}$ y bastante razonable para el sistema $^7\text{Li}+^{115}\text{In}$. La saturación de $\langle J \rangle$ a energías subcoulombianas predicha por el modelo de fusión de canales acoplados es claramente corroborada para el primer

sistema. Por su parte, el valor límite predicho para $\langle J \rangle$ comienza a insinuarse a las más bajas energías estudiadas en este trabajo para el segundo sistema. La variación esperada de $\langle l \rangle$ con la masa reducida del canal de entrada a energías por encima y por debajo de la barrera coulombiana fue también analizada para ambos sistemas. Las predicciones del modelo simplificado de canales acoplados se verificaron a energías por encima de la barrera de Coulomb. Por otro lado, aunque un valor límite de $\langle l \rangle$ no pudo extraerse claramente en el sistema ${}^7\text{Li}+{}^{115}\text{In}$ a las más bajas energías estudiadas en este trabajo, se pudo inferir que dicho valor constante se hallará muy próximo a las estimaciones del modelo de fusión empleado en los cálculos. Esto confirma la dependencia esperada de $\langle l \rangle$ con la masa reducida del canal de entrada a energías por debajo de la barrera de Coulomb.

La técnica de medición de relaciones isoméricas empleada en esta tesis resulta ser una poderosa herramienta para la obtención del primer momento de la distribución de momento angular del núcleo compuesto. Los cálculos llevados a cabo para la determinación del valor medio de la distribución de espín no requieren ningún modelo de fusión. La parametrización del coeficiente de transmisión de cada onda parcial se realizó a través de la función de Fermi. Esta función es utilizada en múltiples aplicaciones con el fin de simular una distribución de momento angular desconocida. El uso de ella se realiza, generalmente, manteniendo fijo uno de sus dos parámetros. En esta tesis, ambos parámetros se dejaron libres con el fin de abarcar distribuciones de espín de forma acampanada como así también aquellas de forma triangular. Los dos parámetros de esta función (l_0 y Δl) se obtuvieron de forma tal que cumplieran las restricciones impuestas por el valor de la relación isomérica experimental y por un valor estimado razonable para el máximo número cuántico l cuya sección eficaz parcial sea distinta de cero (l_{max}). Las distribuciones de momento angular obtenidas con este procedimiento son ligeramente diferentes de aquellas estimadas por el cálculo simplificado de canales acoplados. Sin embargo, los valores medios deducidos de espín son prácticamente independientes de la forma de la distribución tal como se demostró en este trabajo al establecer la relación unívoca que existe entre R y $\langle J \rangle$. El único requerimiento para la aplicación de esta técnica es alcanzar un ajuste razonable de la relación isomérica experimental puesto que de este ajuste se determinan los parámetros del modelo estadístico.

Bibliografía

- [1] R.G. Stokstad *et al.*, Phys. Rev. **C21**, 2427 (1980).
- [2] D.E. DiGregorio *et al.*, Phys. Lett. **B176**, 322 (1986).
- [3] C.Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **31**, 766 (1973).
- [4] M. Rhoades-Brown, M.H. Macfarlane, and S.C. Pieper, Phys. Rev. **C21**, 2417 (1980).
- [5] H. Esbensen and S. Landowne, Phys. Rev. **C35**, 2090 (1987).
- [6] H. Esbensen and S. Landowne, Nucl. Phys. **A492**, 473 (1989).
- [7] C.H. Dasso and S. Landowne, Comput. Phys. Commun. **46**, 187 (1987).
- [8] J.O. Fernández Niello, C.H. Dasso, and S. Landowne, Comput. Phys. Commun. **54**, 409 (1989).
- [9] M. Beckerman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **45**, 1472 (1980).
- [10] M. Beckerman *et al.*, Phys. Rev. **C23**, 1581 (1981).
- [11] M. Beckerman *et al.*, Phys. Rev. **C25**, 837 (1982).
- [12] R. Vandenbosch *et al.*, Phys. Rev. **C28**, 1161 (1983).
- [13] S. Gil *et al.*, Phys. Rev. **C31**, 1752 (1985).
- [14] B. Haas *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, 398 (1985).
- [15] A.M. Stefanini *et al.*, Nucl. Phys. **A548**, 453 (1992).
- [16] D. Ackermann *et al.*, Nucl. Phys. **A575**, 374 (1994).
- [17] A.W. Charlop *et al.*, Phys. Rev. **C51**, 628 (1995).
- [18] P.J. Nolan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54**, 2211 (1985).
- [19] R.D. Fischer *et al.*, Phys. Lett. **B171**, 33 (1986).
- [20] M.L. Halbert *et al.*, Phys. Rev. **C40**, 2558 (1989).
- [21] G. Duchene *et al.*, Phys. Rev. **C47**, 2043 (1993).
- [22] A.H. Wuosmaa *et al.*, Phys. Lett. **B263**, 23 (1991).
- [23] B.B. Back *et al.*, Phys. Rev. **C32**, 195 (1985).

- [24] R. Vandenbosch *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 1234 (1986).
- [25] T. Murakami *et al.*, Phys. Rev. **C34**, 1353 (1986).
- [26] E. Vulgaris *et al.*, Phys. Rev. **C33**, 2017 (1986).
- [27] H. Zhang *et al.*, Phys. Lett. **B218**, 133 (1989).
- [28] J.D. Bierman *et al.*, Phys. Rev. **C48**, 319 (1993).
- [29] M. Dasgupta *et al.*, Phys. Rev. Lett. **66**, 1414 (1991).
- [30] S. Gil *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65**, 3100 (1990).
- [31] J.R. Leigh *et al.*, Phys. Rev. **C47**, R437 (1993).
- [32] R.C. Lemmon *et al.*, Phys. Lett. **B316**, 32 (1993).
- [33] C.R. Morton *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 4074 (1994).
- [34] J.R. Leigh *et al.*, Phys. Rev. **C52**, 3151 (1995).
- [35] J.D. Bierman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 1587 (1996).
- [36] J.R. Leigh *et al.*, *Proceedings of Workshop on Heavy Ion Fusion*, Padova, Italy, 1994, (World Scientific, Singapore 1994), p. 15.
- [37] R.G. Stokstad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **62**, 399 (1989).
- [38] D.E. DiGregorio *et al.*, Phys. Rev. **C42**, 2108 (1990).
- [39] E. Browne and R.B. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes*, Wiley Interscience Publication, 1986.
- [40] O.A. Capurro, Comput. Phys. Commun. **77**, 396 (1993).
- [41] D.L. Hill and J.A. Wheeler, Phys. Rev. **89**, 1102 (1953).
- [42] G.R. Satchler, *Introduction to nuclear reactions*, The Macmillan Press Ltd, 1980.
- [43] C.H. Dasso, S. Landowne, and A. Winther, Nucl. Phys. **A407**, 221 (1983).
- [44] O. Tanimura, J. Makowka, and U. Mosel, Phys. Lett. **B163**, 317 (1985).
- [45] C.H. Dasso and S. Landowne, Phys. Lett. **B183**, 141 (1987).
- [46] M. Dasgupta *et al.*, Nucl. Phys. **A539**, 351 (1992).
- [47] J. Raynal, *Computing as a language of physics*, IAEA Viena, 281 (1987).
- [48] L.J. Thompson, Comp. Phys. Rep. **7**, 167 (1988).
- [49] W. Hauser and H. Feshbach, Phys. Rev. **87**, 366 (1952).
- [50] R. Bass, *Nuclear reactions with heavy ions*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1980.
- [51] T. Ericson, Adv. Phys. **63**, 479 (1960).

- [52] J.E. Lynn, *The theory of neutrons resonance reactions*, Oxford University Press, Oxford, 1968.
- [53] J.R. Huizenga and L.G. Moretto, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **22**, 427 (1972).
- [54] A. Richter, *Nuclear spectroscopy and reactions, Part B*, Academic Press, New York, 1974.
- [55] M. Blann, *Nucl. Phys.* **80**, 223 (1966); U.S. Atomic Energy Commission Report C00-3494-29 (1976).
- [56] F. Pühlhofer, *Nucl. Phys.* **A280**, 267 (1977).
- [57] M. Hillman and Y. Eyal, *Proceedings of the European Conference on Nuclear Physics with Heavy Ions*, Caen, France, p. 109 (1976).
- [58] J. Gómez del Campo, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1529 (1976).
- [59] A. Gavron, *Phys. Rev.* **C21**, 230 (1980).
- [60] S. Raman *et al.*, *Atomic Data & Nucl. Data Tables* **36**, 1 (1987).
- [61] A. Gilbert and A.G.W. Cameron, *Can. J. Phys.* **43**, 1446 (1965).
- [62] P.R.S. Gomes *et al.*, *Phys. Rev.* **C49**, 245 (1994).
- [63] S. Gil, *Proceedings of Workshop on Heavy Ion Fusion*, Padova, Italy, 1994, (World Scientific, Singapore 1994), p. 78.
- [64] S. Cohen, F. Plasil, and W.J. Swiatecki, *Ann. Phys.* **82**, 557 (1974).
- [65] A. Sierk, *Phys. Rev.* **C33**, 2039 (1986).
- [66] K. Kitao, M. Kambe, and K. Ogawa, *Nucl. Data Sheets* **67**, 327 (1992).
- [67] C.M. Percy and F.G. Percy, *At. Nucl. Data Tables* **17**, 1 (1976).
- [68] J.R. Huizenga and G. Igo, *Nucl. Phys.* **29**, 462 (1962).
- [69] C.H. Dasso and S. Landowne, *Phys. Rev.* **C32**, 1094 (1985).
- [70] J.F. Liang *et al.*, *Phys. Rev.* **C50**, 1550 (1994).