

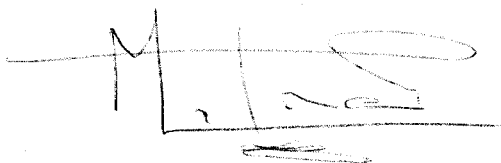
R. 2938

T.S
48

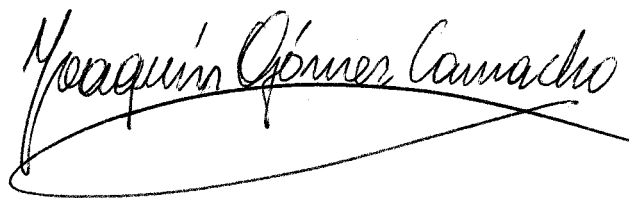
UNA DESCRIPCION MONOPARTICULAR DE LA ESTRUCTURA
Y REACCIONES DE IONES POCO PESADOS

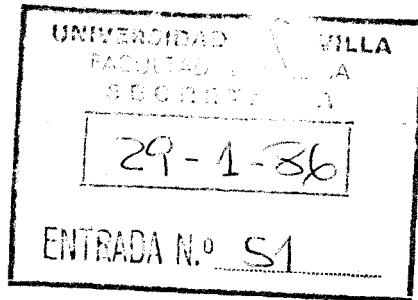
Joaquín Gómez Camacho

Trabajo presentado para optar
al título de Doctor en Ciencias
Físicas



Director: Manuel Lozano Leyva
Profesor Titular de Física
Atómica, Molecular y Nuclear





MANUEL LOZANO LEYVA, Profesor Titular de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Facultad de Física de la Universidad de Sevilla;

CERTIFICO que la presente Memoria sobre "Una descripción monoparticular de la estructura y reacciones de iones poco pesados" ha sido realizada por Joaquín GOMEZ CAMACHO bajo mi dirección para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas. Y para que conste, en cumplimiento de la legislación vigente, presento ante la Facultad de Físicas de esta Universidad la referida tesis doctoral firmando el presente certificado a veinticinco de septiembre de 1985.

A handwritten signature in black ink, appearing to be "M. Lozano Leyva", written over a horizontal line.



Agradecimientos

A Manuel Lozano por haber guiado mis primeros pasos en la investigación y por su constante apoyo durante la realización de este trabajo.

A los miembros del Departamento de Física Atómica y Nuclear de la Facultad de Física de la Universidad de Sevilla y del Grupo Teórico del Laboratorio de Daresbury, Reino Unido, por el grato ambiente de calidad científica y humana en que se ha desarrollado este trabajo.

Al Servicio de Formación de Personal Investigador por la concesión de una Beca durante los dos últimos años.

Muy especialmente a M. A. Nagarajan por su constante supervisión, sugerencias y enseñanzas, y por su apoyo humano durante mi estancia en Daresbury.

A Petri

Resumen

La estructura de los núcleos con $A = 6, 7$ y 8 se describe usando un modelo de Capas y exigiendo que la simetría espacial sea un buen número cuántico. Ello permite establecer una conexión con los modelos de "Cluster". De esta forma, se describen adecuadamente los espectros, factores espectroscópicos, canales de decaimiento y fotodesintegración de estos núcleos. No obstante, los momentos cuadrupolares y la polarizabilidad dipolar son menores que los valores experimentales.

Usando las distribuciones de densidad para ${}^{6,7}\text{Li}$ obtenidas en el modelo de Capas, se calculan los potenciales de interacción núcleo-núcleo mediante la convolución de una interacción efectiva. Estos potenciales son utilizados en un formalismo de canales acoplados para describir diversas reacciones. Se encuentra que no es necesario renormalizar el potencial de convolución cuando se considera el acoplamiento de los estados $3/2^-$, $1/2^-$, $7/2^-$ y $5/2^-$ en ${}^7\text{Li}$, y 1^+ , 3^+ , y 2^+ en ${}^6\text{Li}$. No obstante, es esencial considerar potenciales de acoplamiento complejos para obtener este efecto. Experiencias con proyectiles polarizados evidencian independientemente la necesidad de considerar potenciales de acoplamiento complejos.

Los términos de acoplamiento imaginarios se describen en función del Potencial de Polarización Dinámico que inducen los estados no incluidos explícitamente en el cálculo.

Contenido

1. Introducción.....	1
2. Estructura de los núcleos con $A = 6, 7, 8$	10
2.1. El Hamiltoniano residual.....	12
2.2. Factores espectroscópicos y esquemas de decaimiento.....	23
2.3. La descripción de oscilador armónico.....	27
2.4. La interacción residual nucleón-nucleón.....	33
2.5. Polarizabilidad dipolar.....	39
2.6. Descripción Woods-Saxon; distribuciones de densidad.....	50
2.7. Relación con los modelos de "Cluster".....	56
3. Dispersión de iones poco pesados.....	69
3.1. Formalismo de canales acoplados.....	74
3.2. Secciones eficaces en ${}^7\text{Li} + {}^{40,48}\text{Ca}$	79
3.3. Efectos de canales acoplados en ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$	87
3.4. Potencias de análisis tensorial en reacciones inducidas por ${}^7\text{Li}$	95
4. Potenciales de acoplamiento complejos.....	106
4.1. Efectos de los potenciales de acoplamiento complejos.....	107
4.2. Origen de los potenciales de acoplamiento complejos.....	109
4.3. Cálculo adiabático del Potencial de Polarización Dinámico.....	112
5. Conclusiones.....	117
Apéndice 1. Potencias de análisis tensorial en DWBA.....	120
Apéndice 2. Potencial de Polarización Dinámico en DWBA.....	129
Referencias.....	138

I. INTRODUCCIÓN.

Los Iones Poco Pesados (LHI), esto es, los núcleos con masas entre 4 y 12 unidades, han sido muy estudiados en la bibliografía. Esto se debe a que tienen muchas propiedades interesantes en diferentes campos de la Física Nuclear. En la Astrofísica, la fusión de núcleos ligeros para dar LHI es un paso intermedio esencial para la formación de elementos más pesados en las estrellas. En particular, la fusión de ^3He y ^4He es esencial para explicar la emisión solar de neutrinos [1]. Para los físicos experimentales, los LHI, y en particular $^6,7\text{Li}$, son muy útiles como proyectiles para inducir reacciones de transferencia, en el estudio de la estructura de una gran variedad de núcleos [2].

Estos núcleos pueden ser polarizados, de forma que la dependencia del espín de la interacción nuclear puede estudiarse [3]. Su bajo umbral de ruptura los hace ideales para estudiar dinámica de tres cuerpos [4]. Para los físicos teóricos, estos núcleos presentan un reto: Están formados por demasiados nucleones para ser estudiados microscópicamente, partiendo de la interacción nucleón-nucleón. Sin embargo, no son suficientes para que puedan describirse en función del campo promedio.

Una descripción muy satisfactoria de estos núcleos viene dada por el modelo de "Cluster" [5-7]. Este modelo describe los LHI como dos o más grupos de nucleones (clusters), que pueden considerarse en su estado fundamental. Por ejemplo, ${}^7\text{Li}$ está formado por ${}^4\text{He}$ y ${}^3\text{H}$, ${}^6\text{Li}$ por ${}^4\text{He}$ y ${}^2\text{H}$, y ${}^9\text{Be}$ por ${}^4\text{He}$, ${}^4\text{He}$ y n . El número de variables queda reducido a las coordenadas relativas de los "clusters". Este modelo ha tenido mucho éxito para describir propiedades estructurales [8-12] y mecanismos de reacciones inducidas por estos núcleos [13-15].

El modelo de Capas también se ha aplicado a estos núcleos [16-23]. Los estados de paridad natural son descritos como configuraciones $(0s)^4(0p)^n$, siendo $n=A-4$. Los distintos estados difieren sólo en el esquema de acoplamiento de los momentos angulares orbitales y espines de los nucleones en la capa $(0p)$. Esta descripción explica los espectros

de estos núcleos, usando una interacción para separar los diferentes estados [17]. Sin embargo, los momentos cuadrupolares y los valores de $B(E2)$ calculados son siempre menores que los experimentales en un factor alrededor de dos. Esto se debe a la mezcla de configuraciones excitadas [24].

El modelo de Capas y el modelo de "Cluster" no son descripciones ortogonales. El principio de Pauli y la indistinguibilidad de los nucleones entremezclan los "clusters" y dan lugar a movimientos de partículas independientes [25]. Cuando el movimiento relativo de los "clusters" viene descrito por una función de oscilador armónico, con el mismo parámetro de oscilador que para las variables intrínsecas de los "clusters" [26], el modelo de "Cluster" coincide con el modelo de Capas en el límite $SU(3)$ [22]. Los dos modelos son descripciones complementarias. El modelo de "Cluster" da prioridad a las interacciones entre nucleones dentro del mismo "cluster", que determinan la estructura intrínseca de estos. La interacción entre nucleones pertenecientes a diferentes "clusters" gobierna el movimiento de estos, pero no afecta a la estructura interna. El modelo de Capas, por el contrario, da prioridad al campo promedio de todos los nucleones, que determina la estructura monoparticular. La interacción residual determina el esquema de acoplamiento, sin modificar las funciones de onda monoparticulares.

El objeto de esta tesis es estudiar las propiedades de los LHI desde una descripción monoparticular. No se pretende obtener una descripción de los LHI mejor que la que da el modelo de "Cluster"; sino obtener una perspectiva distinta que complete la imagen que se tiene de estos núcleos desde el modelo de "Cluster".

En la primera parte de esta tesis se desarrolla una descripción monoparticular de los LHI de masas 6, 7 y 8. El procedimiento seguido se describe en el esquema 1. La base de la descripción es doble: Por un lado, se considera que estos núcleos pueden describirse en función de nucleones moviéndose en un campo promedio, de forma que las funciones de onda monoparticulares se obtienen ajustando el campo promedio para reproducir algún observable experimental. Por otro lado, se considera que los estados correspondientes a una descripción monoparticular determinada pueden describirse en términos del esquema de supermultipletes [23]. La interacción residual se construye de forma que preserve la simetría de supermultipletes. Los estados son caracterizados por números cuánticos del esquema de supermultipletes, y se ajustan los parámetros de la interacción residual para reproducir los valores experimentales de los niveles de energía. Se calculan los factores espectroscópicos y el esquema de decaimiento para las resonancias. Se obtienen los elementos de matriz cuadrupolares asumiendo funciones de onda de oscilador armónico. Se estiman efectos de polariza-

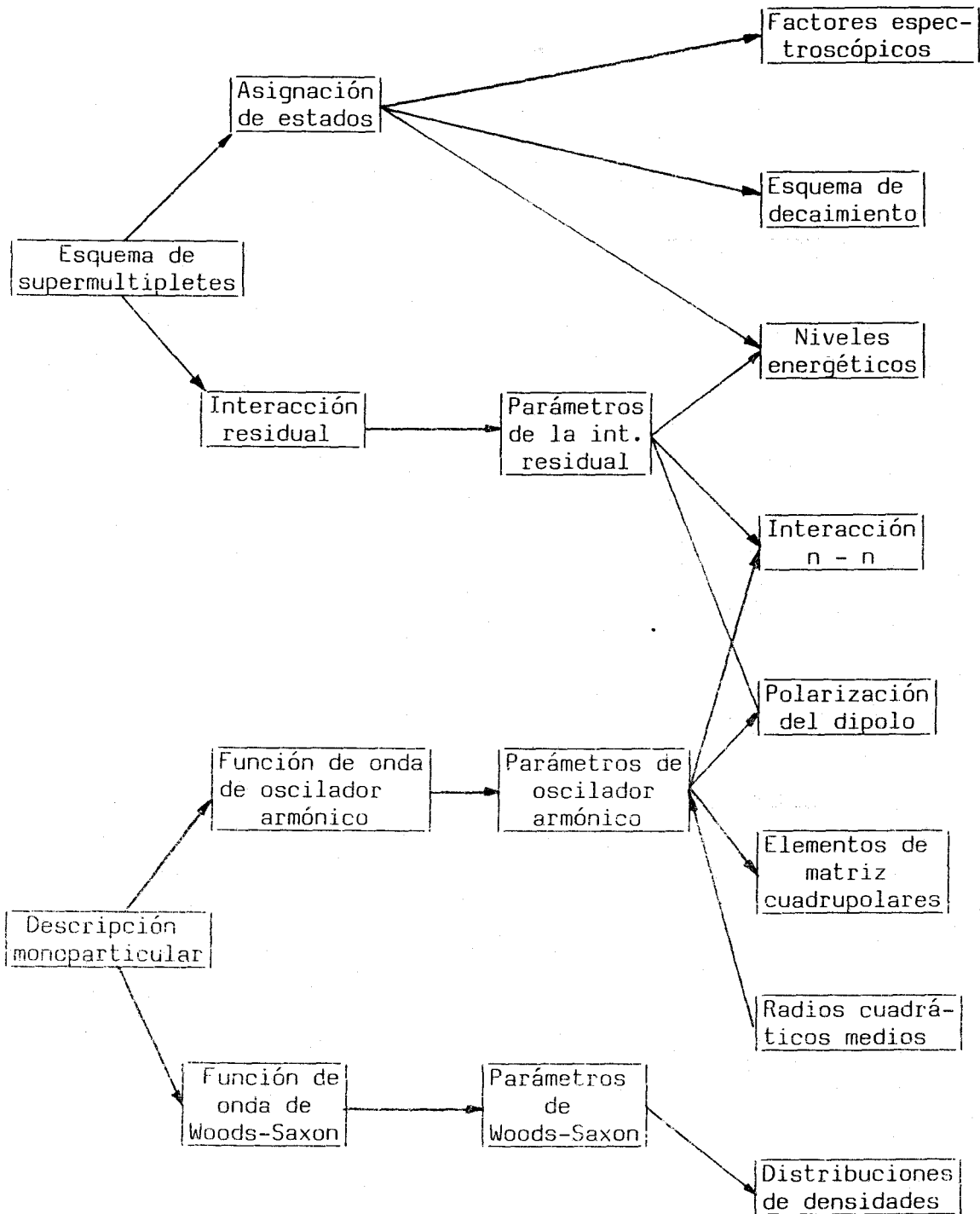
ción dipolar. La interacción residual se describe en función de una interacción nucleón-nucleón dependiente de la separación relativa. La distribución de densidades se calcula usando un potencial promedio de tipo Woods-Saxon. Finalmente, se estudia la relación con el modelo de "Cluster".

La segunda parte de esta tesis está dedicada a estudiar la dispersión de ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ por distintos núcleos blanco. Se describen desde una perspectiva monoparticular los mecanismos de reacción que producen la dispersión anómala de estos núcleos [27-28]. El procedimiento seguido se indica en el esquema 2. Usando las distribuciones de densidad de los LHI obtenidos en la primera parte, y calculando por métodos normales la densidad del núcleo blanco, se calcula el potencial de interacción convolucionando una interacción efectiva nucleón-nucleón [29]. La excitación de estados de baja energía del proyectil se describe en términos de un potencial de acoplamiento, obtenido de forma análoga mediante convolución. La intensidad del acoplamiento entre los distintos estados es proporcional a los elementos de matriz cuadrupolar calculados previamente. Con todo ello, se tienen los ingredientes para describir la colisión en un formalismo de canales acoplados. El potencial imaginario se toma con la misma geometría que el real, de forma que el único parámetro ajustable de este cálculo es la intensidad del potencial imaginario. Se calculan secciones eficaces elásticas e inelásticas

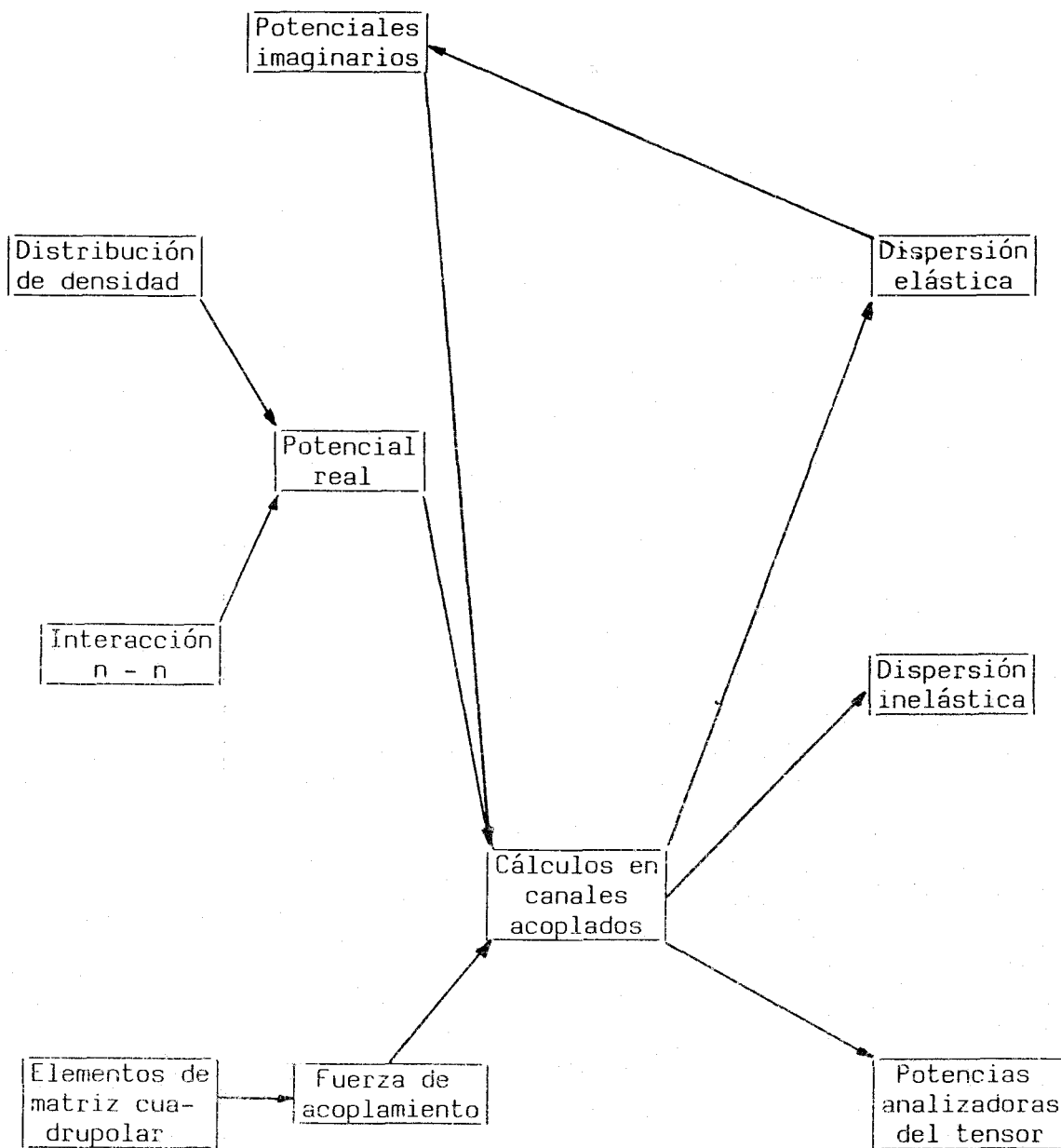
así como las potencias de análisis tensorial (Tensor Analyzing Powers), y se comparan con resultados experimentales. El efecto del acoplamiento a estados excitados sobre estos observables se estudia detalladamente, con una atención especial a la diferencia entre cálculos de canales acoplados realizados con potenciales de acoplamiento reales y complejos.

Los efectos de canales acoplados son muy sensibles al uso de potenciales de acoplamiento reales o complejos. Esta dependencia se estudia en la tercera parte de esta tesis, usando un formalismo de la aproximación de Born de onda distorsionada (DWBA) en segundo orden. El origen de la parte imaginaria del potencial de acoplamiento se describe en términos del potencial de polarización dinámica producido por estados no incluidos explícitamente en el cálculo de canales acoplados. Este potencial de polarización afecta no sólo al potencial diagonal, sino también a los potenciales de acoplamiento. La intensidad relativa del potencial de acoplamiento imaginario se estudia, así como la importancia relativa de los potenciales imaginarios diagonales y de acoplamiento. El procedimiento se resume en el esquema 3.

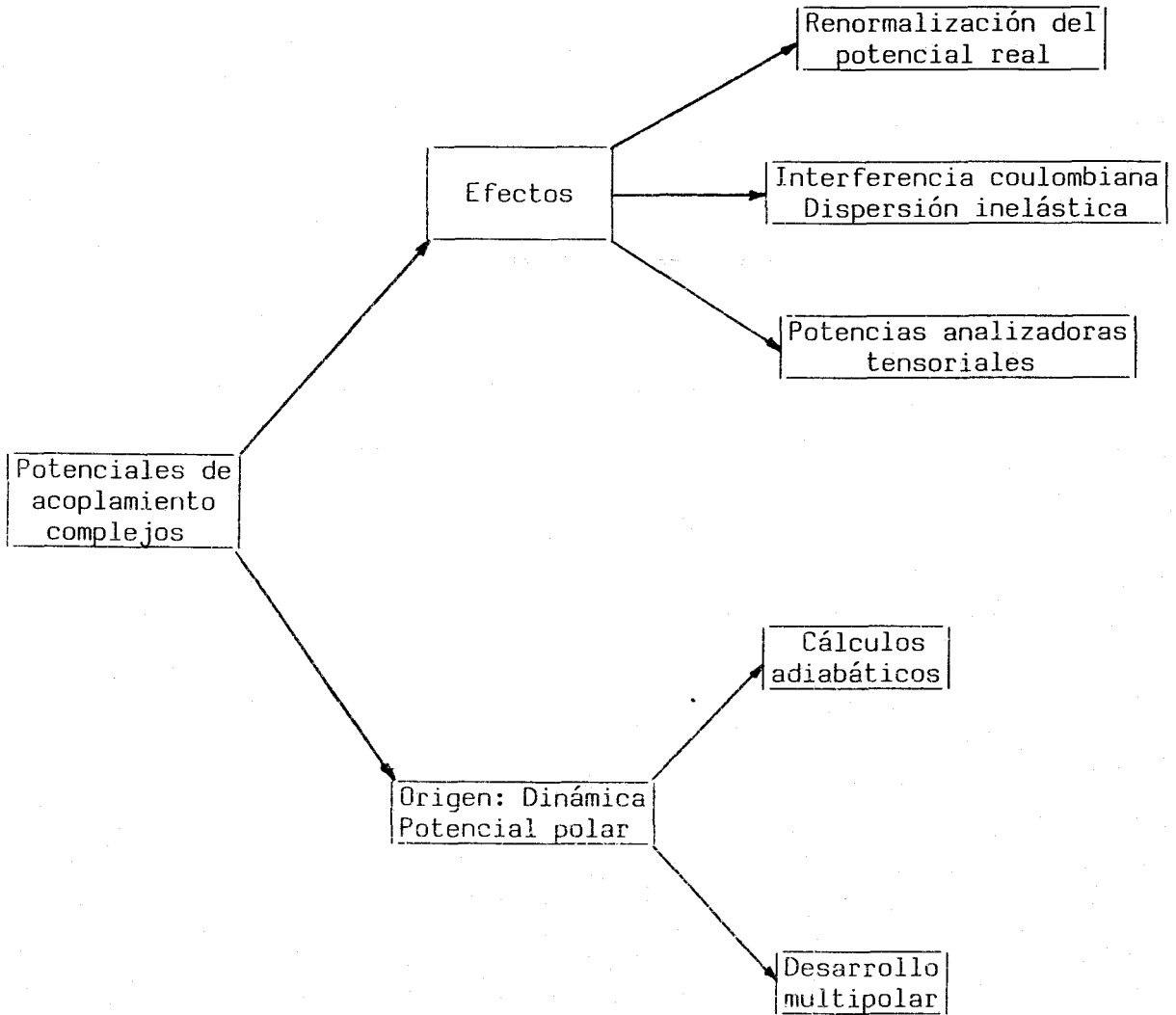
ESQUEMA 1: DESCRIPCIÓN DE LA ESTRUCTURA



ESQUEMA 2: DESCRIPCIÓN DE LAS REACCIONES



ESQUEMA 3: POTENCIALES DE ACOPLAMIENTO COMPLEJOS



II. ESTRUCTURA DE LOS NÚCLEOS CON A= 6, 7, 8.

Muchos autores han aplicado el modelo de Capas a núcleos en la capa $0p$ [16-23]. Esto se debe a que el número de grados de libertad en estos núcleos es pequeño, de forma que pueden utilizarse interacciones residuales muy generales diagonalizando matrices relativamente pequeñas. Los cálculos más normales son los llamados de acoplamiento intermedio [17,20], en los que se usa una interacción central nucleón-nucleón y un término espín-órbita de un cuerpo.

En estos cálculos, los únicos buenos números cuánticos son el momento angular J y el isoespín T . Sin embargo,

si la interacción espín-órbita es pequeña, el momento angular orbital total L y el espín total S son, aproximadamente, buenos números cuánticos. Este es el caso de los núcleos en la mitad inferior de la capa ($0p$) [17]. En el caso opuesto, el momento angular de cada partícula j es un buen número cuántico. Si la interacción residual es totalmente independiente del espín y del isoespín, el Hamiltoniano es diagonal en el esquema de Supermultipletes [23]. Entonces, el tablero de Young que caracteriza la representación irreducible del grupo de las permutaciones de las coordenadas orbitales de las partículas en la capa ($0p$) [19], Y , es un buen número cuántico. Sin embargo, incluso cuando la interacción residual depende del espín e isoespín, hay dos razones para considerar Y como un buen número cuántico: Primero, las interacciones residuales usadas en estos núcleos tienen importantes componentes de tipo Majorana. Esto hace que los estados de diferentes simetrías estén muy separados en energía, de forma que el efecto de términos que conectan diferentes simetrías queda reducido. Segundo, hay una correspondencia biunívoca en los LHI entre los estados descritos en el modelo de "Cluster" y los estados de la máxima simetría espacial [24]. Como los estados de baja energía de los LHI tienen una desarrollada naturaleza de "cluster", deben corresponder a la máxima simetría espacial también.

Siguiendo los anteriores argumentos, se considerará

en adelante que L , S , y Y son buenos números cuánticos, y la interacción residual se construye de forma que conmute con ellos.

Los números cuánticos que describen los estados de los LHI son los siguientes:

n = Número de partículas en la capa ($0p$) ($n = A - 4$).

Y = Tablero de Young que caracteriza la simetría espacial.

L = Momento angular orbital total.

S = Espín total.

T = Isoespín total.

J = Momento angular total.

Las combinaciones permitidas de estos números cuánticos se presentan en la tabla 1. Debe notarse que, para núcleos con $A = 6, 7, 8$, no se necesitan más números cuánticos.

2.1. El Hamiltoniano residual.

En esta sección se construye un Hamiltoniano residual que conserva los números cuánticos definidos previamente y reproduce los espectros de energía de estos núcleos.

Sea la interacción residual central de dos cuerpos más general que puede expresarse en función de los operadores de creación (a^+) y aniquilación (a) de partículas en la capa ($0p$):

Tabla 1 . Estados de un esquema de multipletes.

N	Y	L	(S,T)
2	[2]	0,2	(0,1),(1,0)
	[1,1]	1	(0,0),(1,1)
3	[3]	1,3	(1/2,1/2)
	[2,1]	1,2	(1/2,3/2),(3/2,1/2),(1/2,1/2)
	[1,1,1]	0	(1/2,1/2),(3/2,3/2)
4	[4]	0,2,4	(0,0)
	[3,1]	1,2,3	(1,0),(0,1),(1,1)
	[2,2]	0,2	(0,0),(1,1),(0,2),(2,0)
	[2,1,1]	1	(2,1),(1,2),(1,1),(1,0),(0,1)

$$H = \sum_{lst} V(lst) (a^+ a^+)_{lst} (a a)_{lst} \quad (2.1.1)$$

en donde l, s y t son el momento angular orbital, espín e isoespín de los nucleones interactuantes, que conmutan con H. Para la capa (0p), sólo seis parámetros son relevantes. Estos son V(001), V(010), V(100), V(111), V(201), V(210). Los elementos de matriz de H en esta base pueden ser expresados en función de los coeficientes de paternidad fraccionaria (fractional parentage coefficients) [30] como sigue:

$$\begin{aligned} \langle nY L S T J | H | n'Y' L' S' T' J' \rangle = & \delta(n, n') \delta(L, L') \delta(S, S') \delta(T, T') \\ & \delta(J, J') \sum C_{fp}(nY L S T; (n-2)Y_R L_R S_R T_R, L_O S_O T_O) C_{fp}(nY' L' S' T'; \\ & (n-2)Y_R L_R S_R T_R, L_O S_O T_O) V(L_O S_O T_O) \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

La suma se extiende a todos los estados del sistema con (n-2) partículas, caracterizados por los números cuánticos Y_R, L_R, S_R y T_R , así como a todos los estados de las partículas interactuantes, caracterizados por L_O, S_O y T_O . Los coeficientes de paternidad fraccionaria de dos cuerpos [30] se construyen en función de los de un cuerpo dados para la capa (0p) en [19].

Pueden definirse las siguientes cantidades:

$$\begin{aligned} U &= -(V(001)+V(010)+V(201)+V(210)+V(100)+V(111))/6 \\ V &= -(V(001)+V(010))/3 - (V(201)+V(210))/6 + (V(100)+ \\ & \quad V(111))/2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E &= -(V(001)-V(010)+V(201)-V(210)-V(100)+V(111))/3 \\
 D &= -(V(001)+V(010)-V(201)-V(210))/2 \\
 B &= (V(001)-V(010)+V(201)-V(210))/2 -(V(111)-V(100)) \\
 A &= (V(001)-V(010)-V(201)+V(210)) \quad (2.1.3)
 \end{aligned}$$

La condición de que la interacción sea diagonal en la base considerada se reduce a que el parámetro A sea cero. Si el parámetro B es cero también, entonces la energía de ligadura viene dada por la fórmula:

$$E_b = V n_s - D L(L+1)/6 + E S(S+1)/3 + U_r(n) \quad (2.1.4)$$

donde n_s es el valor esperado del operador $(1+P_{ij})/2$, siendo P_{ij} el operador de intercambio de Majorana para las partículas i, j . Puede interpretarse como el número medio de pares simétricos de partículas. n_s depende sólo del número cuántico Y :

$$\begin{aligned}
 Y=|2|, n_s=1; Y=|1,1|, n_s=0 & \quad (2.1.5) \\
 Y=|3|, n_s=3; Y=|2,1|, n_s=3/2; Y=|1,1,1|, n_s=0 \\
 Y=|4|, n_s=6; Y=|3,1|, n_s=4; Y=|2,2|, n_s=3; Y=|2,1,1|, n_s=2
 \end{aligned}$$

Los valores de $U_r(n)$ no alteran los espectros de estos núcleos, afectando globalmente a todos los estados. Estos valores son los siguientes:

$$\begin{aligned}
 n=2 : U_r &= U - 2/3 V + 4/9 D - 1/2 E \quad (2.1.6) \\
 n=3 : U_r &= 3 U - 2 V + 1/3 D - 3/8 E \\
 n=4 : U_r &= 6 U - 4 V
 \end{aligned}$$

Nótese que V es la diferencia entre la interacción de pares simétricos y la de pares antisimétricos, mientras D es la diferencia entre pares acoplados a $L=0$ y $L=2$. Para fuerzas atractivas de corto alcance ambas serán positivas. E es la diferencia entre pares acoplados a $S=1$ y $S=0$. Debe ser positivo, ya que la interacción en estado triplete de dos nucleones es más fuerte que la interacción en estado singlete, como indica el hecho de que el estado fundamental del deuterón tiene $S=1$, y no $S=0$.

Los estados de una configuración $(0p)^n$ se separan de la siguiente forma: Primero se separan dependiendo de la simetría espacial, quedando más bajos los de mayor simetría. Para cada simetría, los diferentes valores de L forman una banda rotacional y, sobre cada uno de estos valores, los distintos valores de S forman una banda rotacional invertida, quedando más ligados los valores más altos de S . En esta interacción no hay una dependencia explícita del isospín, que aparecería si B no fuera cero. Se justificará esto más adelante.

Con estas ideas pueden asignarse números cuánticos a los niveles experimentales de ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ y ${}^8\text{Be}$. El criterio seguido es el siguiente: Primero se considera la simetría espacial máxima y los valores de L , de menor a mayor, y de S , de mayor a menor. Para cada multiplete (L,S) se construyen todos los valores de J , que se asignan de mayor

a menor. Conforme se agotan todos los estados de una simetría determinada, se empieza con la inmediatamente menos simétrica. Los estados se asignan en la tabla 2.

Usando los valores experimentales de la energía de excitación, se calculan los valores de los parámetros V, D y E, que son los siguientes:

$$V=9.16 \text{ MeV}; D=3.07 \text{ MeV}; E=2.70 \text{ MeV} \quad (2.1.7)$$

Los valores experimentales y las estimaciones teóricas se comparan en las figuras 1, 2 y 3. Nótese que cada valor teórico corresponde a un multiplete de estados porque no se considera la interacción espín-órbita.

En este momento, pueden estudiarse las aproximaciones efectuadas a partir de la forma general de la interacción de dos cuerpos. El parámetro A, que fue considerado nulo, puede calcularse a partir de los niveles de energía de ${}^6\text{Li}$:

$$A = -E(\text{g.s.}) + E(0^+, T=1) + E(L=2, S=1, T=1) - E(2^+, T=1) \quad (2.1.8)$$

donde $E(L=2, S=1, T=0)$ es el centro de gravedad del triplete caracterizado por esos números cuánticos. El valor de A así calculado es 1.784 MeV. Sin embargo, el efecto de incluir este valor de A en un tratamiento perturbativo es muy pequeño para los estados de baja energía. Los estados de ${}^6\text{Li}$ no se modifican. Los de ${}^7\text{Li}$ varían en un 0.3% y

Tabla 2 . Asignación de números cuánticos a los estados.

Núcleos	Ex(MeV)	J	T	L	S	Y	
6Li	g.s.	1	0	0	1	[2]	
	2.186	3	0	2	1	[2]	
	3.563	0	1	0	0	[2]	
	4.31	2	0	2	1	[2]	
	5.37	2	1	2	0	[2]	
	5.65	1	0	2	1	[2]	
7Li	g.s.	3/2	1/2	1	1/2	[3]	
	0.478	1/2	1/2	1	1/2	[3]	
	4.63	7/2	1/2	3	1/2	[3]	
	6.68	5/2	1/2	3	1/2	[3]	
	7.46	5/2	1/2	1	3/2	[2,1]	
	9.67	7/2	1/2	2	3/2	[2,1]	
	9.9	3/2	1/2	1	3/2	[2,1]	
	11.24	3/2	3/2	1	1/2	[2,1]	
8Be	g.s.	0	0	0	0	[4]	
	3.04	2	0	2	0	[4]	
	11.4	4	0	4	0	[4]	
	16.6	2	(0,1)	1	1	[3,1]	
	16.9	2	(0,1)	1	1	[3,1]	
	17.6	1	1	1	1	[3,1]	
	18.2	1	0	1	1	[3,1]	
	19.1	3	(1)	2	1	[3,1]	
	19.2	3	(0)	2	1	[3,1]	
	19.9	4	0	3	1	[3,1]	
	25.5	4	0	2	2	[2,2]	
	20.1	2	0	2	1	[3,1]	
	22.2	2	0	0	2	[2,2]	
	25.4	2	0	3	1	[3,1]	
					2	2	[2,2]
	20.2	0	0	1	1	[3,1]	
				2	2	[2,2]	
21.5	3		3	1	[3,1]		
				2	2	[2,2]	
27.5	0	2	0	0	[2,2]		

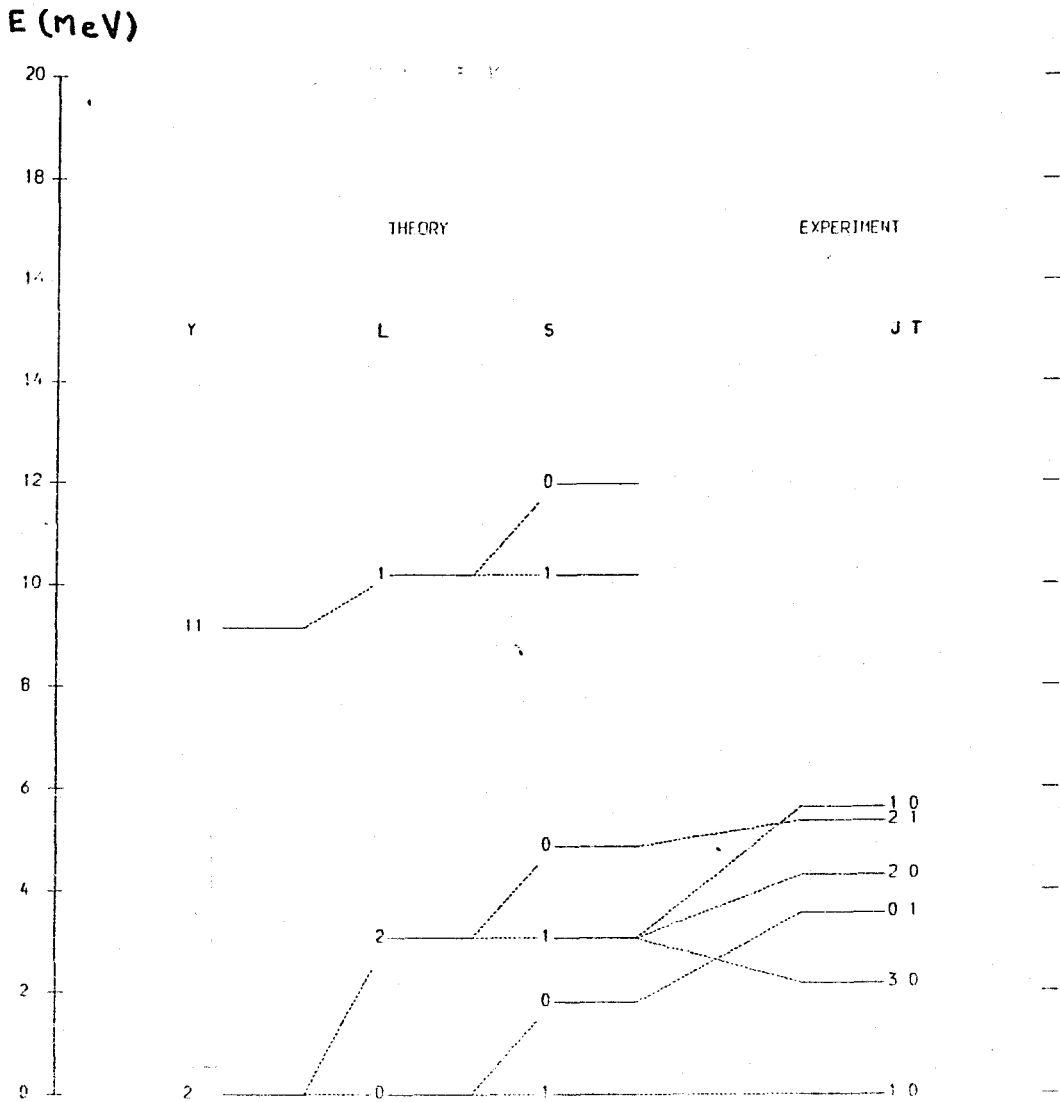


Figura 1 : Niveles energéticos del ${}^6\text{Li}$.

Los niveles energéticos se representan incluyendo sucesivamente la parte de la interacción que depende de la simetría, la de L y la de S. Los niveles experimentales se unen a los multipletes a que pertenecen por líneas discontinúas.

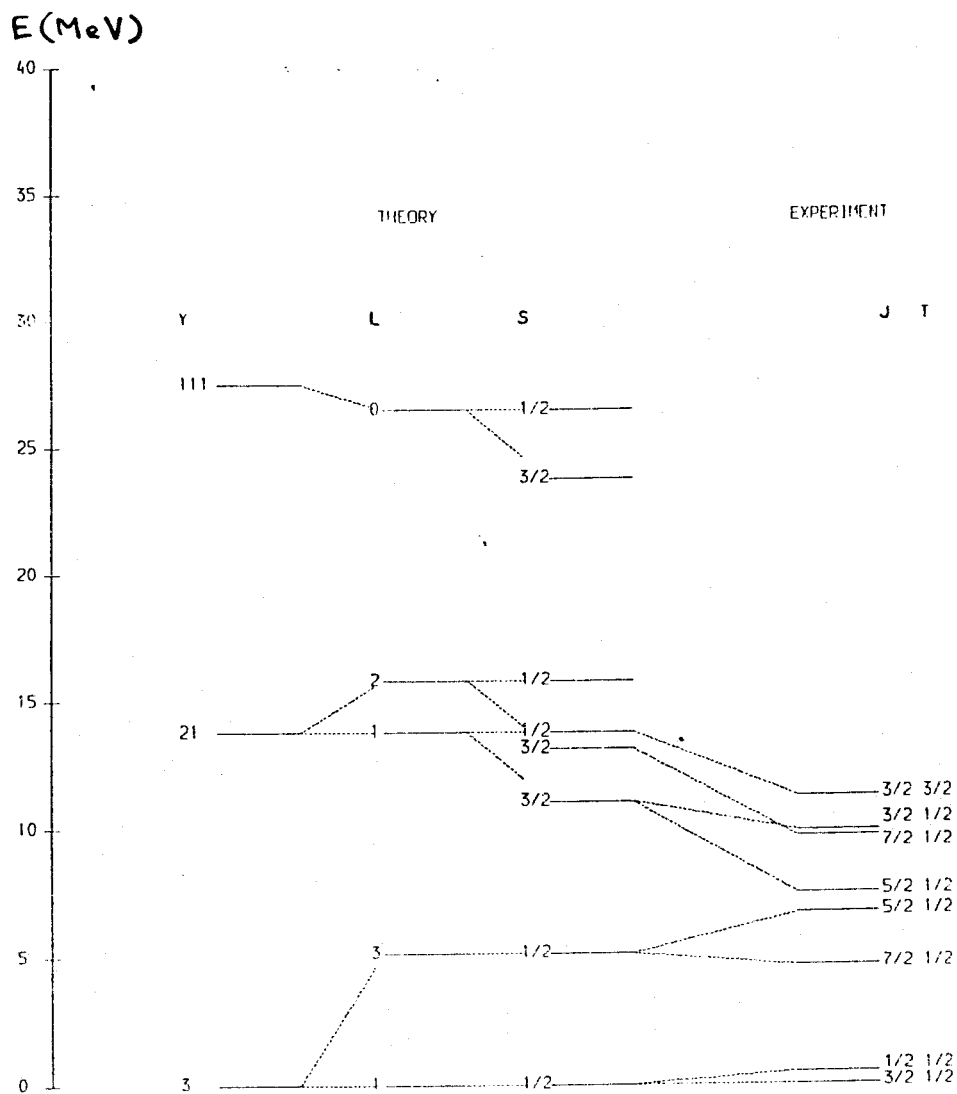


Figura 2 : Niveles de energía de ${}^7\text{Li}$.

La notación es la misma que en la figura 1.

E (MeV)

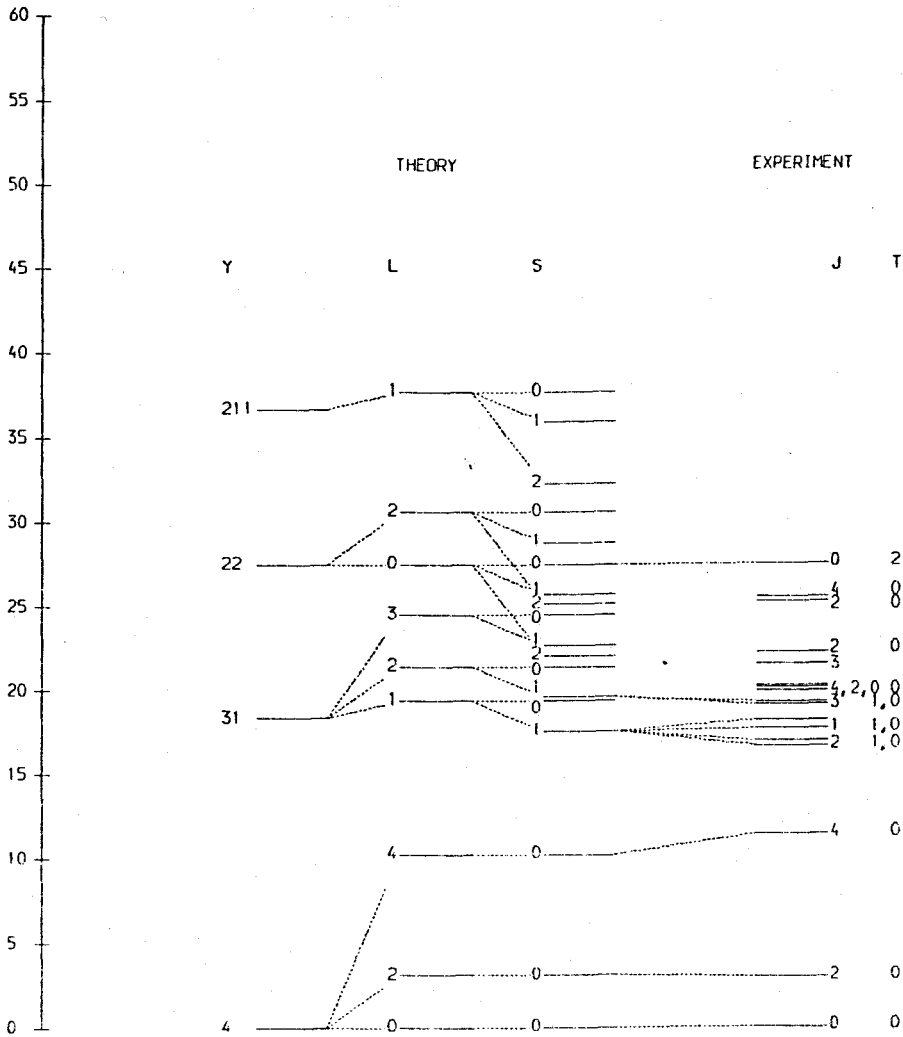


Figura 3 : Niveles de energía de ^8Be .

La notación es la misma que en la figura 1.

los de ^8Be en un 0.05%. Este pequeño efecto se debe a que A sólo conecta estados de simetrías distintas, que están muy separados en energía.

Tomar $B=0$ hace que la interacción sea independiente del isoespín. Esto parece estar justificado experimentalmente, porque en el espectro de ^8Be hay ciertos estados casi degenerados que difieren sólo en el isoespín. Estos estados tienen, en esta descripción, todos los demás números cuánticos iguales.

La interacción espín-órbita, que no se considera aquí, mezcla simetrías diferentes, así como distintos valores de L y S . Cabe esperar que afectará principalmente estados con el mismo valor de J , separados por menos de 1 MeV, que es una fuerza típica de la interacción espín-órbita para estos núcleos. Por ello, no se espera que afecte mucho a los estados de baja energía.

Las interacciones tensoriales no se consideran tampoco. Ellas son responsables del momento cuadrupolar de ^6Li . El pequeño valor de este indica, no obstante, que estas interacciones tensoriales no afectan mucho a los estados de baja energía.

2.2. Factores espectroscópicos y esquemas de decaimiento.

Los factores espectroscópicos para transferencia de una partícula pueden calcularse, si se ignora el retroceso, para los nucleones en la capa (0p).

$$F(jls, nYLJST; (n+1)Y'L'J'S'T') = \sqrt{(2j+1)(2J+1)(2L'+1)(2S'+1)} \quad (2.2.1)$$

$$C_{fp}((n+1)Y'L'S'T'; nYLST, 1st) \langle T M t m | T' M' \rangle \left\{ \begin{matrix} L & S & J \\ 1 & s & j \\ L' & S' & J' \end{matrix} \right\}$$

Los resultados se representan en la Fig. 4 con los obtenidos por Cohen y Kurath [21] en el cálculo de acoplamiento intermedio. El acuerdo entre los dos cálculos es bueno, excepto para los dos estados $5/2^-$ de ${}^7\text{Li}$. En este caso, los cálculos de Cohen y Kurath indican una mezcla importante de los dos estados, mientras que la presente descripción los considera de caracteres muy distintos. Los resultados experimentales favorecen la presente descripción [31]: El primer estado $5/2^-$ proviene de un doblete $L=3, S=1/2$, y decae rápidamente en el canal ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$, indicando su simetría $|4,3|$. Este estado no se puebla apenas en la reacción ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$. El segundo estado $5/2^-$ proviene de un triplete $L=1, S=3/2$, y prefiere decaer como ${}^6\text{Li} + n$ en vez de como ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$, indicando su simetría $|4,2,1|$. Esto parece indicar que la interacción espín-órbita que mezcla estados de distinta simetría es más débil que la que separa los multipletes de baja energía. Esto puede deberse a



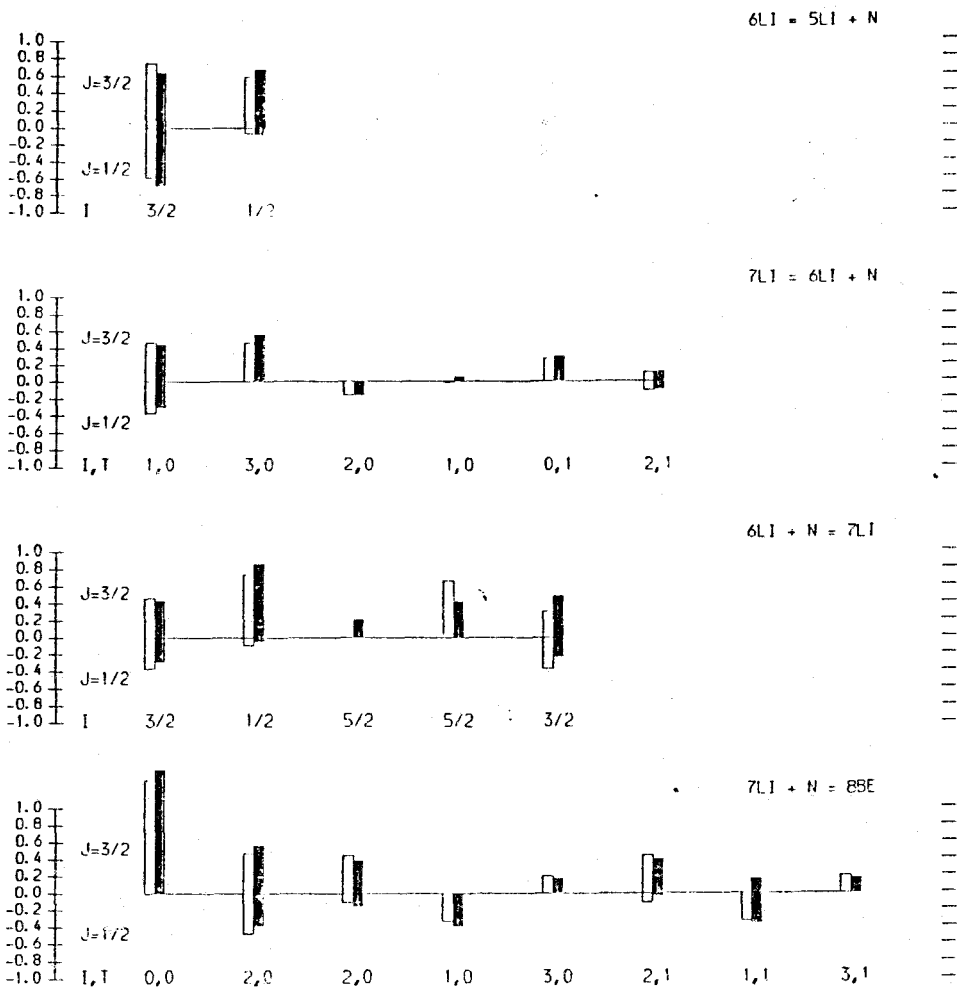


Figura 4 : Factores espectroscópicos monoparticulares.

Los rectángulos rellenos corresponden al cálculo con acoplamiento intermedio, mientras que los otros corresponden a nuestros resultados. J es el momento angular de la partícula transferida; I y T son el momento angular y el isoespín del núcleo residual, respectivamente. Los factores espectroscópicos para $J=3/2$ están representados en la dirección positiva y los de $J=1/2$ en la negativa.

que la interacción espín-órbita de un cuerpo usada en los cálculos de acoplamiento intermedio es una aproximación a fuerzas tensoriales y de espín-órbita de dos cuerpos, y no hay razón para que no varíe cuando se consideran elementos de matriz de estados de distintas simetrías.

La simetría espacial de una resonancia puede determinar los canales por los que decae. Si se supone que el decaimiento se produce por interacciones independientes del espín y el isoespín, la simetría espacial debe conservarse. Ello significa que el tablero de Young de la resonancia debe poderse descomponer en los tableros de Young de los fragmentos. En general, se espera que el principal canal de decaimiento sea aquel más favorecido en energía que cumple la regla anterior. El canal de decaimiento favorito para cada simetría viene dado en la tabla 3. Esta idea está en buen acuerdo con la experiencia. También explica que no haya estados correspondientes a las simetrías $|4,1,1|$ para $A=6$, $|4,1,1,1|$ para $A=7$ y $|4,2,1,1|$ para $A=8$. Ello se debe a que estas configuraciones no son compatibles con ningún par de partículas estables, por lo que no pueden formarse por fusión de dos partículas. El decaimiento de estados de ${}^7\text{Li}$ por encima de 7 MeV en ${}^6\text{Li} + n$, en lugar de en ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$, que está más favorecido energéticamente, se debe a la simetría $|4,2,1|$. Igualmente, los estados de ${}^8\text{Be}$ por encima de 15 MeV decaen como ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}) + p(n)$ en lugar de como ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$ por la simetría $|4,3,1|$ de

Tabla 3 . Esquema de decaimiento para los diferentes estados.

núcleos	simetría	factorización	canal de decaimiento preferente
6Li	[4,2]	[4] * [2]	a + d
	[4,1,1]	[4] * [1] * [1]	a + p + n
7Li	[4,3]	[4] * [3]	a + t
	[4,2,1]	[4,2] * [1]	6Li + n (6He + p)
	[4,1,1,1]	[4]*[1]*[1]*[1]	a + p + n + n
8Be	[4,4]	[4] * [4]	a + a
	[4,3,1]	[4,3] * [1]	7Li + p (7Be + n)
	[4,2,2]	[4,2] * [2]	6Li + d
	[4,2,1,1]	[4,2]*[1]*[1]	6Li + p + n

estos estados.

2.3. La descripción de oscilador armónico.

En esta sección se describen los estados monoparticulares con funciones de onda de oscilador armónico. Esto nos permite separar el movimiento del centro de masas, así que los momentos multipolares pueden calcularse sin componentes espúreas.

El radio cuadrático medio (r_{cm}) de materia de un núcleo de masa A , asumiendo nucleones puntuales, viene dado por:

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle &= (1/A) \langle \phi | \sum_i (\underline{r}_i - \underline{R}(CM))^2 | \phi \rangle & (2.3.1) \\ &= (1/A) \langle \phi | \sum_i r_i^2 - A R(CM)^2 | \phi \rangle \end{aligned}$$

Para núcleos en la configuración de oscilador más baja, el centro de masas está en un estado ($0s$) con un parámetro de oscilador que es A veces el de las funciones de onda monoparticulares. Para los núcleos de la capa ($0p$), se tiene:

$$\langle r^2 \rangle = (1/A) (4 r_{0s}^2 + n r_{0p}^2 - r_{0s}^2) \quad (2.3.2)$$

Los radios cuadráticos medios de las capas ($0p$) y ($0s$) son:

$$r_{Op}^2 = 3/2 a_0^2 \quad (2.3.3)$$

$$r_{Os}^2 = 5/2 a_0^2$$

y la longitud del oscilador a_0 es:

$$a_0^2 = \hbar/mw \quad (2.3.4)$$

siendo m la masa de un nucleón y w la frecuencia de oscilador. La ecuación (2.3.2) queda:

$$\langle r^2 \rangle = (1/A) (n 5/2 + 9/2) a_0^2 \quad (2.3.5)$$

Una vez que se ha tenido en cuenta las distribuciones intrínsecas de carga del nucleón, puede calcularse el radio cuadrático medio de carga:

$$\langle r^2 \rangle_{car} - \langle r^2 \rangle_p - N/Z \langle r^2 \rangle_n = (5/2 - 3/(2A) - 2/Z) a_0^2 \quad (2.3.6)$$

Usando los valores experimentales de los radios cuadráticos medios de ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ [32] y los de protones y neutrones, que son 0.76 fm^2 y -0.11 fm^2 , pueden calcularse los parámetros de oscilador:

$${}^6\text{Li}: r_{cm} = 2.57 \text{ fm}; \hbar w = 11.02 \text{ MeV}; a_0^2 = 3.76 \text{ fm}^2 \quad (2.3.7)$$

$${}^7\text{Li}: r_{cm} = 2.40 \text{ fm}; \hbar w = 13.04 \text{ MeV}; a_0^2 = 3.18 \text{ fm}^2$$

Nótese que, como el centro de masas está en un estado ($0s$), no contribuye a ningún elemento de matriz de multipolaridad distinta de cero. Así, los elementos de matriz cuadrupolar son:

$$\begin{aligned} \langle \phi || O_2 || \phi' \rangle &= \langle \phi || \left(\sum_i e_i r_i^2 Y_2(\hat{r}_i) \right) || \phi' \rangle & (2.3.8) \\ &= \langle \phi || \sum_i O(sp)_i || \phi' \rangle \end{aligned}$$

donde e_i es uno para elementos de matriz de materia y la carga eléctrica del nucleón i si se calculan elementos de matriz de carga. Los elementos de matriz de cualquier operador monoparticular pueden expresarse en función de los coeficientes de paternidad fraccionaria de un cuerpo:

$$\begin{aligned} \langle \phi || O_2 || \phi' \rangle &= n W(L,S,\lambda,J',J,L') \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} & (2.3.9) \\ \sum_{\Gamma} Cfp(nYLS\Gamma; (n-1)Y_{\Gamma} L_{\Gamma} S_{\Gamma} T_{\Gamma}, 1st) Cfp(nY'L'S'T'; (n-1)Y_{\Gamma} L_{\Gamma} S_{\Gamma} T_{\Gamma}, 1'st) \\ &\langle 1st || O(sp)_{\lambda\sigma\gamma} || 1'st \rangle \sqrt{(2L+1)(2L'+1)(2S+1)(2S'+1)(2T+1)(2T'+1)} \\ &W(1,L_{\Gamma},\lambda,L',L,1') W(s,S_{\Gamma},\sigma,S',S,s) W(t,T_{\Gamma},\gamma,T',T,t) \end{aligned}$$

Esta expresión es general para cualquier operador monoparticular que es un tensor de rangos λ, σ y γ respecto a las variables orbitales, de espín e isoespín respectivamente. Los valores de s y t son $1/2$ y, en nuestro caso, $1=1'=1$. Nótese que el operador cuadrupolar de materia no mezcla estados de distinta simetría espacial. Esto es cierto para cualquier operador independiente del espín e isoespín. Los elementos de matriz para estados de la máxima simetría espacial son:

$$\begin{aligned} \langle \phi || O_2 || \phi' \rangle &= n W(L,S,\lambda,J',J,L') \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} & (2.3.10) \\ \sum_{\Gamma} Cfp(nYL; (n-1)Y_{\Gamma} L_{\Gamma}, 1) Cfp(nYL'; (n-1)Y_{\Gamma} L_{\Gamma}, 1) \\ &\langle 1 || Y_2 || 1 \rangle r_{op}^2 \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} W(1,L_{\Gamma},2,L',L,1) \end{aligned}$$

Se ha hecho uso de la factorización de los coeficientes de paternidad fraccionaria [19]. Los elementos de matriz de carga se obtienen substituyendo n por $(Z-2)$, que es la carga de la capa ($0p$).

Se obtiene así un valor 1.91 efm^2 para el momento cuadrupolar de ${}^7\text{Li}$ y $1.84 \text{ e}^2\text{fm}^4$ para la $B(E2)$ al primer estado excitado. Para reproducir los valores experimentales [31] de 3.66 efm^2 y $7.4 \text{ e}^2\text{fm}^4$ es necesario introducir los factores 1.92 y 2.00 que multiplican a los respectivos elementos de matriz. Esto muestra las limitaciones de una descripción monoparticular: para reproducir los valores experimentales de los elementos de matriz cuadrupolares, la carga natural de los nucleones ha de ser substituida por una carga efectiva, que da cuenta de los efectos de configuraciones excitadas. Un valor promedio de 1.93 es consistente con el hecho de que el momento cuadrupolar se conoce con mayor precisión que la $B(E2)$. Si se usa este mismo factor para corregir todos los elementos de matriz cuadrupolares eléctricos entre estados de baja energía de ${}^7\text{Li}$, se obtienen los resultados mostrados en la tabla 4.

Se espera que una renormalización similar sea necesaria en los elementos de matriz de materia. El factor que renormaliza los elementos de matriz de carga (FCH) guarda una relación con el factor que renormaliza los de materia

(FM), el cual depende del mecanismo de polarización. Pueden considerarse tres casos:

1) Las cuatro partículas en la capa (Os) se polarizan por interacción con las de la capa (Op). En ese caso, la contribución de la polarización a los elementos de matriz de materia es dos veces la contribución a los de carga. De ahí, $FM=1.62$.

2) Las partículas de la capa (Op) se polarizan por la interacción mutua. Ahora, la contribución de la polarización a los elementos de matriz de materia es tres veces la contribución a los de carga, $FM=FCH=1.93$.

3) Todas las partículas son polarizadas igualmente por la interacción con las de la capa (Op), $FM=1.70$.

En una descripción de "Cluster", siendo Z_1 , A_1 y Z_2 , A_2 las masas y cargas de los dos fragmentos, los elementos de matriz cuadrupolares de materia y carga son proporcionales a una carga efectiva (q_{eff}) y masa efectiva (m_{eff}) dadas por [8]:

$$q_{eff} = Z_1 \frac{A_2^2}{A^2} + Z_2 \frac{A_1^2}{A^2} \quad (2.3.11)$$

$$m_{eff} = \frac{A_1 A_2}{A}$$

El cociente de ambos, para ${}^7\text{Li}$, es $17/42$. Si se quiere imponer el mismo cociente en el presente formalismo, se obtiene $FM=1.59$.

En adelante se usará el valor $FM=1.62$, porque tiene sentido en el marco de un modelo de Capas, y está de acuerdo con el valor del modelo de "Cluster". Los elementos de matriz de materia se obtienen simplemente multiplicando los elementos de matriz de carga dados en la tabla 4 por $3FM/FCH$.

Puede procederse de forma análoga para ${}^6\text{Li}$. Se encuentra que es necesario renormalizar los elementos de matriz cuadrupolares con un factor 1.82 para reproducir los valores experimentales de la $B(E2)$ al primer estado excitado. En este caso, el número de protones y neutrones es el mismo, por lo que puede considerarse $FM=FCH=1.82$. Los elementos de matriz cuadrupolares eléctricos se muestran en la tabla 5. En la presente descripción, el momento cuadrupolar del estado fundamental de ${}^6\text{Li}$ es cero. Para obtener el valor experimental, -0.644 efm^2 , se precisa una mezcla de 0.69% con el segundo estado 1^+ . Los elementos de matriz de materia son dos veces los eléctricos.

Los resultados pueden extrapolarse a ${}^7\text{Be}$. Si se usa el mismo parámetro de oscilador que para ${}^7\text{Li}$, y se asume que el parámetro FM es también el mismo, se obtiene $FCH=1.425$. Los elementos de matriz cuadrupolares de materia son los mismos que para ${}^7\text{Li}$, y los eléctricos son mayores en un factor 1.52. En una descripción de "Cluster", este factor es 1.47.

También pueden extenderse los resultados para ${}^8\text{Be}$. Si el parámetro de oscilador y el factor FM de ${}^7\text{Li}$ se consideran válidos para ${}^8\text{Be}$, se pueden calcular los elementos de matriz cuadrupolares, que se dan en la tabla 6. Se asume que $\text{FM}=\text{FCH}$, porque en este núcleo hay el mismo número de protones y neutrones. Debe notarse que las energías de los estados 0^+ , 2^+ y 4^+ de ${}^8\text{Be}$ tienen una estructura rotacional, pero eso no ocurre para los elementos de matriz cuadrupolares. Tomando como referencia los momentos cuadrupolares de los estados 2^+ y 4^+ , ambos son consistentes con una descripción colectiva en donde $Q_0=28.4 \text{ efm}^2$, que corresponde a un parámetro de deformación $\beta=0.416$. Sin embargo, los valores para la $B(E2)$ del estado 0^+ al 2^+ calculado en el modelo Colectivo es 0.76 veces el valor monoparticular, mientras que la $B(E2)$ del estado 2^+ al 4^+ es más grande en el modelo Colectivo en un factor 1.68.

Los resultados se resumen en la tabla 7. Los asteriscos indican valores experimentales tomados para fijar parámetros.

2.4. La interacción residual nucleón-nucleón.

En esta sección se expresa la interacción residual fenomenológica obtenida para la capa $(0p)$ en función de un potencial dependiente de la coordenada relativa de los nucleones interactuantes. La interacción viene dada por la expresión [30]:

Tabla 4 . Elementos de matriz cuadrupolar eléctrica para ${}^7\text{Li}$.

$\langle I 02(e1) F \rangle$	3/2	1/2	7/2	5/2
3/2	-5.19	5.19	-6.93	2.45
1/2	-5.19	0.00	0.00	-5.29
7/2	-6.93	0.00	-8.01	2.78
5/2	-2.45	-5.29	-2.78	-6.80

* Tabla 5 . Elementos de matriz cuadrupolar eléctrica para ${}^6\text{Li}$.

$\langle I 02(e1) F \rangle$	1(g.s)	3	2	1
1(g.s)	0.00	-8.08	-6.83	-5.29
3	-8.08	-8.85	-5.71	-1.81
2	6.83	5.71	-4.51	5.34
1	-5.29	-1.81	-5.34	-4.14

Tabla 6 . Elementos de matriz cuadrupolar eléctrica para ${}^8\text{Be}$.

$\langle I 02(e1) F \rangle$	0	2	4
0	0.00	-8.60	0.00
2	-8.60	-10.68	-11.05
4	0.00	-11.05	-13.66

Tabla 7 . Momentos cuadrupolares eléctricos y B(E2).

Núcleos	$r_{cm}(fm)$	$hw(MeV)$	f_{car}	Estado	$Q(e\ fm^2)$	$B(E2)(e^2\ fm^4)$
6Li	2.57*	11.02	1.82	1(g.s.)	0.00	--
				3	-6.85	21.8*
				2	-3.42	15.5
				1	-2.93	9.3
7Li	2.40*	13.04	1.93	3/2	-3.68*	
				1/2	0.00	6.7*
				7/2	-6.13	12.0
				5/2	-5.26	1.5
7Be	2.52	13.04	1.46	3/2	-5.59	
				1/2	0.00	15.5
				7/2	-9.32	27.7
				5/2	-8.00	3.4
8Be	2.53	13.04	1.62	0	0.00	
				2	-8.12	74.0
				4	-10.28	0.00

$$V(L) = \int d\underline{r}_1 d\underline{r}_2 |(\phi(\underline{r}_1) \phi(\underline{r}_2)); L| f(|\underline{r}_1 - \underline{r}_2|) \quad (2.4.1)$$

Pueden definirse las coordenadas relativa y del centro de masas como sigue:

$$\underline{R} = \sqrt{1/2} (\underline{r}_1 + \underline{r}_2) \quad (2.4.2)$$

$$\underline{r} = \sqrt{1/2} (\underline{r}_1 - \underline{r}_2)$$

Para las funciones de onda de oscilador armónico, cualquier producto de funciones de dos partículas puede expandirse en un número finito de productos de funciones de ondas del centro de las partículas y de la coordenada relativa. Esto es la transformación de Moshinsky [33]. Para dos partículas en la capa (0p), la expansión es como sigue:

$$\begin{aligned} (\phi_{op}(\underline{r}_1) \phi_{op}(\underline{r}_2)); L=0 &= \sqrt{1/2} (\phi_{os}(\underline{R}) \phi_{1s}(\underline{r}) + \phi_{os}(\underline{r}) \phi_{1s}(\underline{R})); L=0 \\ (\phi_{op}(\underline{r}_1) \phi_{op}(\underline{r}_2)); L=2 &= \sqrt{1/2} (\phi_{os}(\underline{R}) \phi_{od}(\underline{r}) + \phi_{od}(\underline{R}) \phi_{os}(\underline{r})); L=2 \\ (\phi_{op}(\underline{r}_1) \phi_{op}(\underline{r}_2)); L=1 &= (\phi_{op}(\underline{R}) \phi_{op}(\underline{r})); L=1 \end{aligned} \quad (2.4.3)$$

Una interacción que dependa sólo de la coordenada relativa no afecta la función de onda del centro de masas de las partículas interactuantes. Si la interacción es central, el momento angular de la coordenada relativa también se conserva. Así, la interacción quedará descrita por sus elementos de matriz en la base de oscilador:

$$F(n, n', l) = \int d\underline{r} \phi_{n1}(\underline{r}) \phi_{n',1}^*(\underline{r}) f(r) \quad (2.4.4)$$

La interacción puede cambiar el número cuántico principal del movimiento relativo, pero esos términos conectan estados

que están fuera de la configuración monoparticular más baja, que no son aquí considerados. Así, sólo elementos de matriz diagonales de la interacción residual contribuyen al Hamiltoniano residual. Pueden definirse:

$$F(NL) = \int d\underline{r} |\phi_{NL}(\underline{r})|^2 f(r) \quad (2.4.5)$$

Las integrales $V(L)$ pueden expresarse en función de $F(NL)$ de la siguiente forma:

$$V(0) = 1/2 F(00) + 1/2 F(10) \quad (2.4.6)$$

$$V(2) = 1/2 F(00) + 1/2 F(02)$$

$$V(1) = F(01)$$

Considérese una interacción expresada en función de los operadores de intercambio de Wigner (W), Majorana (M), Barlett (B') y Heisenberg (H), definidos como en [34]:

$$V(ST,r) = (W Pw + M Pm + B' Pb + H Ph) f(r) \quad (2.4.7)$$

Los parámetros del Hamiltoniano residual, dados en la sección 2.1., pueden ser expresados en función de los elementos de matriz de oscilador $F(NL)$ de la función $f(r)$ como sigue:

$$U = (W+M) (2F(00) + F(10) + F(02))/6 + (W-M) F(01)/3 \quad (2.4.8)$$

$$V = (W+M) (3F(00) + 2F(10) + F(02))/6 - (W-M) F(01)$$

$$D = (W+M) (F(10) - F(02))/2$$

$$E = (B'-H) (2F(00) + F(10) + F(02))/3 + (B'+H) F(01) 2/3$$

$$A = (B'-H) (F(10) + F(02))$$

$$B = (B'-H) (2F(00) + F(10) + F(02))/2 - (B'+H) F(01) 2$$

La elección de funciones de onda de oscilador impone una condición sobre las integrales $F(NL)$ independientemente de la forma de la interacción:

$$F(10) = 3/2 F(00) + 5/2 F(02) - 3 F(01) \quad (2.4.9)$$

Si la interacción es del tipo Wigner, el cociente de los parámetros V y D es $4/3$, independiente de la geometría de la interacción. El cociente empírico es 2.98 , indicando que es esencial la introducción de una interacción del tipo Majorana para reproducir los espectros de los LHI. Cuando se asume una geometría de tipo Yukawa para la interacción, la exigencia de un determinado cociente V/D impone una relación entre la importancia de la componente de tipo Majorana y el alcance de la Yukawiana. Para una interacción pura de tipo Majorana, el alcance de la Yukawiana es 1.42 fm. Este valor se parece mucho al que se obtiene del potencial de intercambio de un pion, que es 1.414 fm [35]. Las intensidades de los términos de Barlett y Heisenberg vienen determinadas por los parámetros A , B y E . Sin embargo, no puede tenerse simultáneamente $A=0$, $B=0$ sin que se cancele toda la dependencia del espín y el isoespín. Usando $B=0$ y $E=2.70$ MeV, se determinan los términos de Barlett y Heisenberg. El valor deducido de A es 1.65 MeV. La interacción residual obtenida es:

$$V(ST,r) = 70.5(0.652 P_m + 0.264 P_b + 0.102 P_h) \text{ Yuk}(r/1.42)$$
$$\text{Yuk}(x) = \exp(-x)/x \quad (2.4.10)$$

El valor de A es pequeño, de forma que no producirá mezcla de simetrías. Este valor es consistente con el obtenido directamente de las energías de ${}^6\text{Li}$, que es 1.78 MeV. En la tabla 8 se compara la interacción aquí deducida con otras propuestas en la bibliografía [18,20]. Todas tienen alcance similar, y la componente de tipo Majorana es dominante en todos los casos.

2.5. Polarizabilidad dipolar

En esta sección se estudia el efecto de la polarizabilidad dipolar en ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$, haciendo uso de la descripción de oscilador armónico y del Hamiltoniano residual.

La corrección a la probabilidad de excitación cuadrupolar de un estado $|f\rangle$ a partir de un estado $|i\rangle$ debida a la polarizabilidad dipolar [36,37] puede ponerse en función de la magnitud $S(E1)$, definida por Hausser y otros [38]:

$$S(E1) = \sum_n W(1 \ 1 \ I_i \ I_f ; 2 \ I_n) \langle i || M(E1) || n \rangle \langle n || M(E1) || f \rangle / (E_n - E_i) \quad (2.5.1)$$

donde $|n\rangle$ representa los estados que pueden acoplarse a $|i\rangle$ y $|f\rangle$ a través de la interacción dipolar Coulombiana. I_i , I_f e I_n son los espines respectivos. El operador dipolar es:

$$M(E1)_q = \sum_i (e_i - Z/A) r_i Y_{1q}(\hat{r}_i) \quad (2.5.2)$$

Tabla 8 . Interacciones residuales de la geometría Yukawiana.

<u>Interacción</u>	<u>d(fm)</u>	<u>V(MeV)</u>	<u>W</u>	<u>M</u>	<u>B</u>	<u>H</u>
Rosenfeld	1.37	69.0	-.087	.609	.304	.174
Kurath	1.40	45.0	.00	.80	.20	.0
Esta tesis	1.42	70.5	.00	.652	.246	.102

Para calcular $S(E_1)$ se necesita diagonalizar el Hamiltoniano completo, lo cual puede ser muy difícil en un caso realista. Lo que se hace normalmente es considerar la contribución a $S(E_1)$ de algunos estados, que se consideran los más importantes. Smilansky y otros [38] consideran el efecto de los canales de ruptura. Hausser y otros [39] estudian diversos mecanismos de excitación monoparticular. Barker [40] incluye la excitación de las partículas de la capa ($0p$).

En este trabajo se usa una filosofía diferente. En el Hamiltoniano utilizado, sólo un número finito de estados se acoplan a través de la interacción dipolar. De este modo, se sacrifica la precisión del Hamiltoniano al mantener completos los estados intermedios.

Las funciones de onda de oscilador armónico tienen la propiedad de que la interacción dipolar sólo puebla estados en los cuales una partícula ha sido excitada a la siguiente capa de oscilador. Estos estados pueden caracterizarse con los mismos números cuánticos Y, L, S, T y J que los estados de la configuración de oscilador más baja, pero es necesario introducir un nuevo número cuántico Z para determinar la estructura monoparticular. El significado de Z se presenta en la tabla 9. El Hamiltoniano residual (2.1.4) se aplica a estos estados. Nótese que no depende de J, T o Z .

Tabla 9 . Configuraciones determinadas por Z.

Z	Configuración (⁶ Li)	Configuración (⁷ Li)
1	(0s)4(0p)(0d)	(0s)4{(0p)2[2],L=2}(0d)
1'	-----	" " L=0 "
2	(0s)4(0p)(1s)	(0s)4{(0p)2[2]}(1s)
3	(0s)3{(0p)3[3]}	(0s)3{(0p)4[4]}
4	" " [21]	" " [31]

Para tratar correctamente el centro de masas, es necesario considerar todos los estados de una partícula - un hueco, incluyendo excitación de partículas de la capa (0s) a la (0p).

Como el Hamiltoniano residual no depende de J, la ecuación (2.5.2) puede reescribirse como sigue:

$$S(E1) = \sqrt{(2I_i+1)(2I_f+1)} W(L_i L_f I_f I_i; 2 S) \quad (2.5.3)$$

$$W(1 1 L_i L_f; 2 L_n) \langle i' || M(E1) || n' \rangle \langle n' || M(E1) || f' \rangle / (E_n - E_i)$$

donde $|n'\rangle$, $|i'\rangle$ y $|f'\rangle$ corresponden a $|n\rangle$, $|i\rangle$ y $|f\rangle$ ignorando J.

Las transiciones que van a ser estudiadas son las de ${}^7\text{Li}$ y ${}^6\text{Li}$ desde el estado fundamental al primer estado excitado. Para ${}^7\text{Li}$, $|i\rangle$ viene caracterizado por $Y=|4,3|$, $L=1$, $S=1/2$, $T=1/2$ y $J=3/2$. $|f\rangle$ es igual, excepto que $J=1/2$. Tanto $|i'\rangle$ como $|f'\rangle$, por tanto, corresponden a $Y=|4,3|$, $L=1$, $T=1/2$, $S=1/2$. Para ${}^6\text{Li}$, $|i\rangle$ tiene $Y=|4,2|$, $L=0$, $S=1$, $T=0$ y $J=1$ y $|f\rangle$ se diferencia en que $L=2$ y $J=3$. Así, $|i'\rangle$ es $Y=|4,2|$, $L=0$, $S=1$, $T=0$ y $|f'\rangle$ tiene $L=2$.

Los elementos de matriz del operador dipolar se calculan usando los coeficientes de paternidad fraccionaria. Los valores de $B(E1)$ divididos por la regla de suma de oscilador no pesada con la energía, se presentan en las tablas 10 y 11.

Tabla 10 . Valores de B(E1) desde $|i\rangle$ y $|f\rangle$ a los estados dipolares del ${}^6\text{Li}$.

Y	L	S	T	Z	i->n	f->n
[411]	1	1	1	1	180/486	9/486
[411]	1	1	1	2	36/486	180/486
[411]	1	1	1	4	90/486	72/486
[33]	1	1	1	3	100/486	125/486 *
[321]	1	1	1	4	80/486	100/486 *

* El elemento de matriz es negativo.

Tabla 11 . Valores de $B(E1)$ desde $|i'\rangle$ a los estados dipolares de ${}^7\text{Li}$.

Y	L	S	T	Z	$i' \rightarrow n$
[43]	0	1/2	1/2	1	1960/102060
[43]	0	1/2	1/2	2	2450/102060
[43]	0	1/2	1/2	3	2160/102060
[43]	1	1/2	1/2	1	4410/102060
[43]	1	1/2	1/2	4	144/102060
[43]	2	1/2	1/2	1	3430/102060
[43]	2	1/2	1/2	1'	12250/102060
[43]	2	1/2	1/2	2	1960/102060
[43]	2	1/2	1/2	3	7560/102060
[43]	2	1/2	1/2	4	72/102060
[43]	2	1/2	1/2	4	72/102060
[421]	0	1/2	1/2	1	160/102060 *
[421]	0	1/2	1/2	2	200/102060
[421]	0	1/2	3/2	1	1960/102060 *
[421]	0	1/2	3/2	2	2450/102060
[421]	1	1/2	1/2	1	360/102060
[421]	1	1/2	1/2	4	4410/102060 *
[421]	1	1/2	3/2	1	4410/102060
[421]	1	1/2	3/2	4	4410/102060 *
[421]	2	1/2	1/2	1	280/102060 *
[421]	2	1/2	1/2	1'	1000/102060
[421]	2	1/2	1/2	2	160/102060 *
[421]	2	1/2	1/2	4	2205/102060 *
[421]	2	1/2	3/2	1	3430/102060 *
[421]	2	1/2	3/2	1'	12250/102060
[421]	2	1/2	3/2	2	1960/102060 *
[421]	2	1/2	3/2	4	2205/102060 *
[331]	1	1/2	1/2	4	2646/102060
[331]	1	1/2	3/2	4	13230/102060
[331]	2	1/2	1/2	4	1323/102060
[331]	2	1/2	3/2	4	6615/102060

* El elemento de matriz es negativo.

En la figura 5 se representan, para ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$, las contribuciones a $B(E1)$ y $S(E1)$.E respecto de la energía de excitación del estado intermedio. Ambos están normalizados a la $B(E1)$ total. Nótese que las contribuciones a $S(E1)$ tienen signos diferentes, así que si se quita la interacción residual tienden a cancelarse. Esto es una consecuencia de la regla de suma tensorial de Koo y Tassie [43]. El valor de $S(E1)$ depende críticamente de la anchura de la resonancia dipolar gigante. Esto es consistente con la descripción colectiva de la polarizabilidad [36].

En esta descripción, la mitad de la intensidad dipolar se debe a excitación de partículas de la capa (0s) a la (0p). Esto cuestiona la validez del tratamiento presentado en [40], que sólo considera excitación de partículas en la capa (0p).

El uso de estados con Y como buen número cuántico permite conectar con la descripción de "cluster". En ${}^7\text{Li}$, los estados de $Y=|4,3|$ y $L=0,2$ corresponden a ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$. Los estados de $Y=|4,2,1|$ e $Y=|4,3|$, $L=1$ corresponden a ${}^6\text{Li}+n$ o ${}^6\text{He}+p$, y los estados de $Y=|3,3,1|$ corresponden a estructuras más complejas, que no contienen ${}^4\text{He}$. Para ${}^6\text{Li}$, los estados con $Y=|4,2|$ corresponderían a ${}^4\text{He}+d$, pero ellos no son excitados por la interacción dipolar. Los estados con $Y=|4,1,1|$ serían ${}^4\text{He}+p+n$, los de $Y=|3,3|$ son ${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$, y los de $Y=|3,2,1|$ son estructuras más complejas.

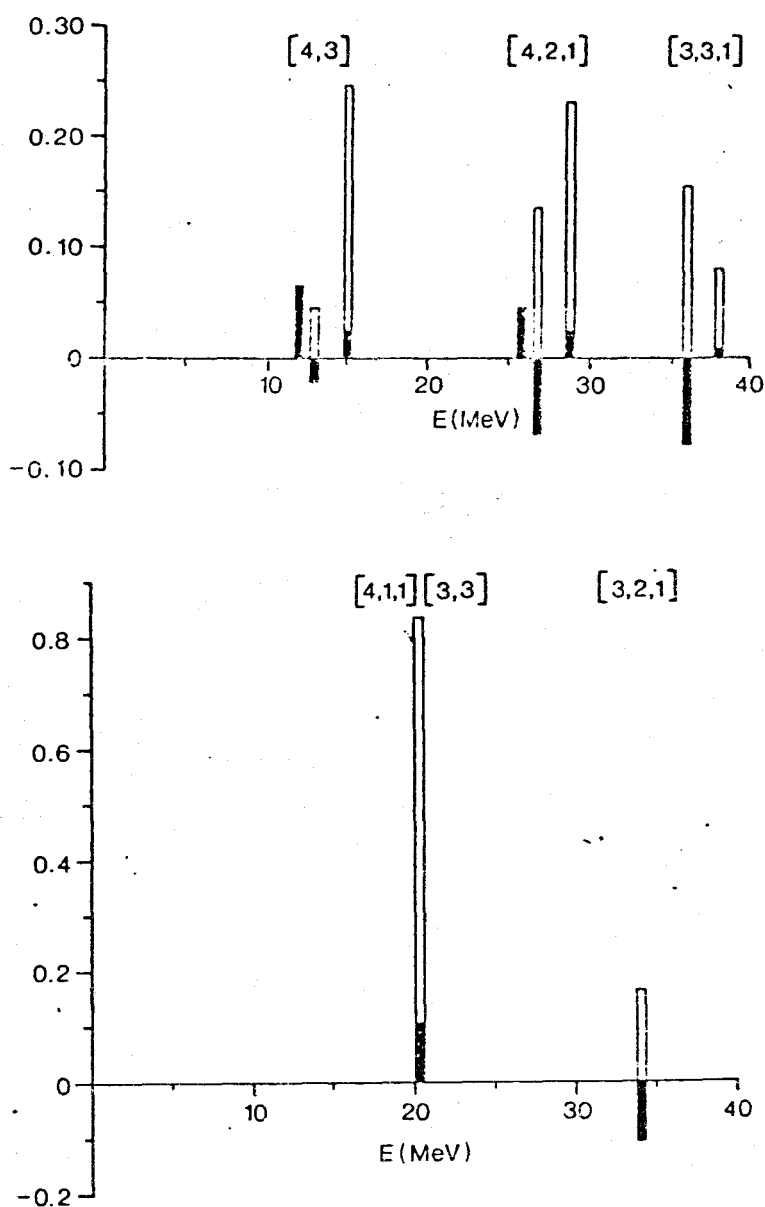


Figura 5 . Funciones de excitación dipolar para ${}^7\text{Li}$ (arriba) y para ${}^6\text{Li}$ (abajo).

Los rectángulos en negro dan las contribuciones al $E.S(E1)$ y los otros dan las contribuciones al $B(E1)$. Están dados en unidades del oscilador total $B(E1)$. Cada grupo de estados está etiquetados por su simetría espacial.

A partir de esta correspondencia, pueden estimarse las secciones eficaces de fotodesintegración con emisión de distintos fragmentos, que se comparan con datos experimentales [42] en la tabla 12.

A partir de los valores de $B(E1)$ a estados de distintas energías de excitación, pueden calcularse los momentos de la sección eficaz fotonuclear. Para la regla de suma pesada con la energía, se obtiene dos veces el valor clásico. Ello se debe a la componente de Majorana en la interacción residual, y es consistente con datos experimentales [44]. Las energías de Levinger [44] se reproducen bien (tabla 13), correspondiendo los valores experimentales a integración de 10 a 100 MeV. Los valores de $S(E1)$ calculados son renormalizados por un factor 2.10, que es el necesario para obtener los valores experimentales de los elementos de matriz eléctricos a partir de la descripción monoparticular. Se obtiene $0.012 \text{ e}^2\text{fm}^2$ para ${}^7\text{Li}$ y $0.010 \text{ e}^2\text{fm}^2$ para ${}^6\text{Li}$, que discrepan con estimaciones experimentales de $0.028 \text{ e}^2\text{fm}^2$ [38] y $0.034 \text{ e}^2\text{fm}^2$ [41]. Ello puede deberse a que aquí no se considera explícitamente una interacción que forme "clusters". Ello haría, en el caso de ${}^7\text{Li}$, que parte de los estados con simetría $[4,3]$ y $L=0,2$ bajara en energía, contribuyendo más a $S(E1)$. De hecho, los cálculos de Smilansky y otros [39] muestran que la principal contribución de los estados con estructura de "cluster" a la polarizabilidad

Tabla 12 . Estimaciones fotonucleares

	<u>${}^6\text{Li}(\text{ ,t})$</u>	<u>${}^6\text{Li}(\text{ ,p(n)})$</u>	<u>${}^7\text{Li}(\text{ ,t})$</u>	<u>${}^7\text{Li}(\text{ ,p(n)})$</u>
Teoría	.185	.650	.312	.455
Exper.	.100	.638	.138	.672

Los números están en unidades de la regla de suma no ponderada por la energía.

Tabla 13 . Energías de Levinger

	<u>${}^6\text{Li}$</u>	<u>${}^7\text{Li}$</u>	<u>Exp (nat. Li)</u>
E(0)	22.4	25.0	30.8
E(-1)	21.6	21.6	23.7

Todos los números están dados en MeV.

proviene de la zona de menos de 1 MeV sobre el umbral de ruptura.

Este cálculo está publicado en [46,47].

2.6. Descripción Woods-Saxon; distribuciones de densidad.

En esta sección se calcula la distribución de densidad de ${}^7\text{Li}$ con funciones de onda monoparticulares generadas por un potencial Woods-Saxon. Los parámetros de este potencial se obtienen de forma que se reproduzcan los datos experimentales de dispersión de electrones.

El uso de funciones de onda de oscilador armónico para describir densidades nucleares tiene el problema de que el comportamiento, para valores grandes de la distancia, de la densidad es gaussiano, en lugar de exponencial. Ello se debe a que el potencial de oscilador armónico se incrementa indefinidamente con la distancia. Es más realista tomar un potencial que se anule a distancias grandes. La geometría que va a ser usada es la llamada Woods-Saxon:

$$V(r) = V_0 / (1 + \exp((r-R)/a)) \quad (2.6.1)$$

Para describir la interacción coulombiana que afecta a los protones, se añade el potencial creado por una esfera homogénea de carga $(Z-1)$ y radio R_c :

$$\begin{aligned} V_c(r) &= (Z-1) e^2/r & r > R_c & \quad (2.6.2) \\ V_c(r) &= (Z-1) e^2/R_c (3/2 - 1/2(r/R_c)^2) & r < R_c & \end{aligned}$$

Para determinar el parámetro R_c , se usa la diferencia de energía entre ${}^7\text{Li}$ y ${}^7\text{Be}$, que es 1.46 MeV [56]. A partir de este valor, se obtiene R_c por un procedimiento descrito en [57]. El valor obtenido es $1.6 A^{1/3}$ fm.

Para determinar los parámetros del pozo de potencial, se usan las energías de separación experimentales y los datos de dispersión elástica de electrones. La energía de ligadura de los nucleones al pozo de potencial viene dada por la energía de separación multiplicada por $A/(A-1)$, para tener en cuenta efectos de retroceso. Dados los parámetros a y R , la profundidad del potencial de protones y neutrones se ajusta para obtener energías de ligadura de 11.60 MeV y 8.46 MeV respectivamente. Los parámetros a y R , que determinan la geometría del potencial, se consideran iguales para protones y neutrones. Estos parámetros se ajustan con objeto de reproducir los factores de forma de carga para dispersión de electrones, que se obtienen a partir de las densidades de carga en la aproximación de Born de onda plana como sigue [58]:

$$(F_{\text{car}}^L(q))^2 = \sum_L (F_{\text{car}}^L(q))^2 \quad (2.6.3)$$

$$F_{\text{car}}^L(q) = Z^{-1} \int \rho_L(r) j_L(qr) 4\pi r^2 dr$$

$$\rho(\underline{r}) = \sum_L \rho_L(r) Y_L(\hat{r})$$

En este caso, sólo contribuyen multipolaridades $L=0$ y $L=2$. La densidad $\rho_0(r)$ es simplemente la suma de los cuadrados de las funciones de onda de todas las partículas, considerando la distribución intrínseca de los nucleones. La densidad $\rho_2(r)$ tiene la misma geometría que el cuadrado de la función de onda ($0p$), porque sólo partículas en esta capa contribuyen al momento cuadrupolar. Esta densidad se normaliza para dar el momento cuadrupolar experimental. Para el caso de ${}^7\text{Li}$, que tiene espín $3/2$, se obtienen las siguientes expresiones:

$$(F_{\text{car}}^0(q)) = 1/Z \int \rho(r) j_0(q r) 4\pi r^2 dr \quad (2.6.4)$$

$$(F_{\text{car}}^2(q)) = Q/(Z r_{\text{op}}^2) 5/2 \int R_{\text{op}}^2(r) j_2(q r) r^2 dr$$

donde r_{op}^2 es el radio cuadrático medio de carga de la capa ($0p$), y R_{op}^2 es la función de onda radial de la capa ($0p$).

El mejor acuerdo, representado en la figura 6, se obtiene para los siguientes parámetros:

$$V_p = 85.12 \text{ MeV} \quad (2.6.5)$$

$$V_n = 71.72 \text{ MeV}$$

$$a = 1.18 \text{ fm}$$

$$R = 1.04 A^{1/3} \text{ fm}$$

Los radios medios, para la distribución de densidad total y de la capa ($0p$), se muestran en la tabla 14. El radio cuadrático medio de carga obtenido aquí (2.478 fm) es consistente con el que se obtiene en un análisis indepen-

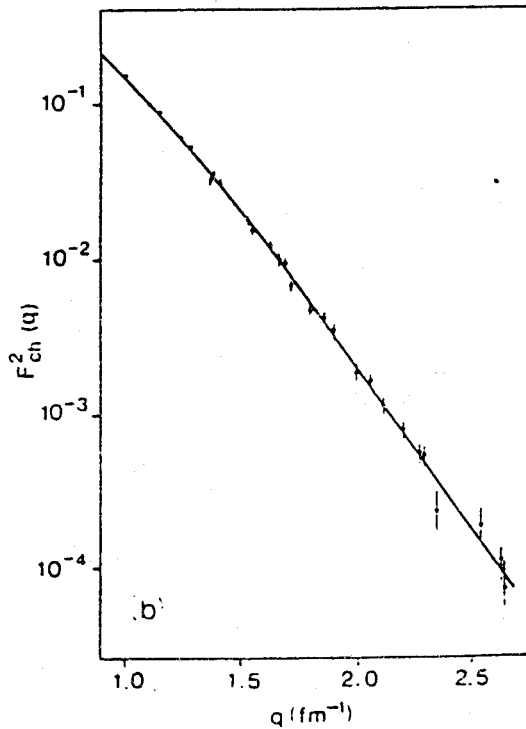
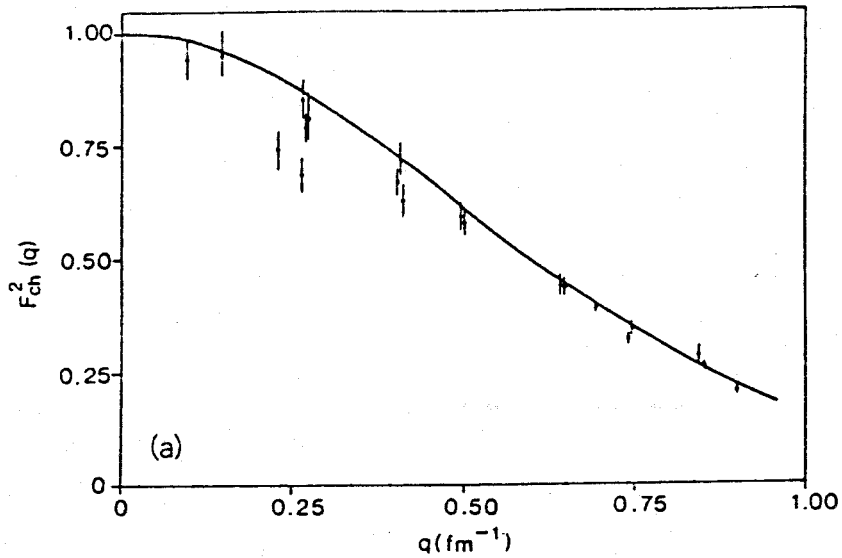


Figura 6 : Factores de forma para la dispersión elástica de electrones.

Los factores de forma para la dispersión de electrones se dibujan como una función del momento transferido. Los puntos corresponden a los valores experimentales y la línea continua al cálculo teórico.

Tabla 14 . Radios medios de la descripción S.P. para ${}^7\text{Li}$ (fm).

	Protones	Neutrones	Total	Carga
$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ total	2.350	2.706	2.560	2.478
$\langle r^4 \rangle^{1/4}$ total	2.783	3.191	3.036	2.910
$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (Op)	2.957	3.203	3.123	3.046
$\langle r^4 \rangle^{1/4}$ (Op)	3.333	3.618	3.530	3.432

diente del modelo de los datos de dispersión de electrones [32], que da $(2.41 \pm .10)$ fm. La gran difusividad del potencial monoparticular es una consecuencia del bajo umbral de ruptura de ${}^7\text{Li}$. En un modelo de "Cluster", el comportamiento de la densidad a grandes distancias viene determinado por la energía de ruptura. En un modelo de Capas, depende de la energía de separación de un nucleón. Como esta última es mayor, la caída en la densidad en la descripción monoparticular debe ser más brusca. Sin embargo, al ser el potencial monoparticular muy difuso, la caída en la densidad es más suave, acercándose a la descripción de "cluster".

A partir de las funciones de onda monoparticulares, pueden calcularse los elementos de matriz cuadrupolares descritos previamente. Se encuentra, como en el caso de oscilador armónico, que no es posible reproducir los valores experimentales del momento cuadrupolar y $B(E2)$. Es necesario introducir cargas efectivas, debidas a efectos de polarización. Es razonable pensar que tanto los protones como los neutrones van a adquirir una carga adicional, que se puede calcular como sigue:

$$\frac{Q_{\text{exp}}}{Q(\text{SP})} = \frac{(1 + q) \langle r^2 \rangle_p + 2 q \langle r^2 \rangle_n}{\langle r^2 \rangle_p} \quad (2.6.6)$$

obteniéndose un valor 0.215. Cabe esperar que similares procesos afectarán a los elementos de matriz de materia.

Siguiendo un razonamiento similar al presentado en la sección 2.3., se obtiene que los elementos de matriz cuadrupolares de materia han de ser multiplicados por un factor 1.43.

La densidad de ${}^6\text{Li}$ se obtiene simplemente quitando un tercio de la densidad de la capa (Op) de ${}^7\text{Li}$, y distribuyendo el resto igualmente entre el protón y el neutrón restante. Así se obtiene un radio cuadrático de materia de 2.476 fm y un radio cuadrático medio de carga de 2.59 fm, que está en muy buen acuerdo con el valor experimental $(2.57 \pm .10)$ fm.

2.7. Relación con los modelos de "Cluster".

En esta sección se compara el modelo de "Cluster" y el modelo de Capas en el límite de un Hamiltoniano de oscilador armónico. Se estima cuanto solapamiento hay entre una función de onda de "cluster" y una monoparticular. La función de onda de "cluster", antes de antisimetrizar, es el producto de las funciones de onda intrínsecas de los "clusters" y la función de onda que describe el movimiento relativo. La función de onda monoparticular consiste en un determinante de Slater que corresponde a una configuración $(Os)^4(Op)^n$. El solapamiento será la integral respecto a todas las variables del producto de ambas funciones

de onda. La dificultad de este cálculo viene del hecho de que ambas funciones de onda están formuladas en coordenadas diferentes.

Se comienza con las variables de espín-isoespín. En la descripción de "cluster", los núcleos ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ y ${}^8\text{Be}$ están compuestos de una partícula alfa más un deuterón, tritón o partícula alfa respectivamente. Las variables de espín-isoespín pueden ser completamente caracterizadas por el tablero de Young para las variables de espín-isoespín, Y , más el espín S y el isoespín T . Así, para la partícula alfa, se tiene $Y = |11,11|$, $S=0$, $T=0$. Para el tritón, $Y = |1,11|$, $S=1/2$, $T=1/2$. Para el deuterón, $Y = |1,1|$, $S=1$, $T=0$. Si se combinan dos partículas, el estado del núcleo compuesto vendrá dado por el producto de los estados de las partículas, que, en general, no corresponderá a una representación irreducible del grupo de las permutaciones de las variables de espín-isoespín. Sin embargo, si una de las partículas es la alfa, hay sólo una representación irreducible permitida, como se muestra en la tabla 15.

Sólo aquellas funciones de onda monoparticulares con la misma función de onda de espín-isoespín solaparán con las funciones de onda de "cluster". Las coordenadas espaciales deben tener el tablero de Young conjugado para preservar la antisimetría total. De este modo, los estados que solapan con la descripción de "cluster" son, para

Tabla 15 . Variables de Espín-Isoespín de los núcleos formados por "clusters".

Núcleos	"Clusters"	Espín-Isoespín	Productos
5He	a + n	[1111] * [1]	[2111] S=1/2 T=1/2
6Li	a + d	[1111] * [11]	[2211] S=1 T=0
7Li	a + t	[1111] * [111]	[2221] s=1/2 T=1/2
8Be	a + a	[1111] * [1111]	[2222] S=0 T=0

^5He , los que tienen $Y=|4,1|$, $S=1/2$, $T=1/2$; para ^6Li , $Y=|4,2|$, $S=1$, $T=0$; para ^7Li , $Y=|4,3|$, $S=1/2$, $T=1/2$ y para ^8Be , $Y=|4,4|$, $S=0$, $T=0$.

Se considera un Hamiltoniano de oscilador armónico:

$$H = \sum_{i=1}^A (p_i^2/2M + w^2 M/2 r_i^2) \quad (2.7.1)$$

donde r_i , p_i son las coordenadas y los momentos de las partículas respecto a algún sistema. Haciendo cualquier transformación unitaria de las variables, el Hamiltoniano no cambia:

$$s_j = \sum_{i=1}^A U_{ji} r_i ; q_j = \sum_{i=1}^A U_{ji} p_i ; U^+U=1 \quad (2.7.2)$$

$$H = \sum_{j=1}^A (q_j^2/2M + w^2 M/2 s_j^2)$$

Sea la siguiente transformación:

$$R = \sqrt{1/A} \sum_{i=1}^A r_i \quad (2.7.3)$$

$$r = \sqrt{A_1 \cdot A_2 / A} (-1/A_1 \sum_{i=1}^{A_1} r_i + 1/A_2 \sum_{j=A_1+1}^A r_j)$$

$$\xi_{1k} = \sum_{i=1}^{A_1} c_{ki} r_i$$

$$\xi_{2m} = \sum_{j=A_1+1}^A c_{mj} r_j$$

Se han dividido los A nucleones en dos grupos, A_1 y A_2 , definiendo la coordenada del centro de masas, R , la coordenada relativa, r , y las coordenadas intrínsecas de A_1 (ξ_{1k}) y A_2 (ξ_{2m}).

En el límite de oscilador armónico, el mismo Hamiltoniano puede expresarse en función de variables monoparticulares o de variables de "cluster". Para construir un estado monoparticular de configuración $(0s)^4(0p)^n$ y simetría espacial $|4\ n|$, se usan los operadores a_i^+ que incrementan el número de cuantos de oscilador de la partícula i en una unidad, simetrizados adecuadamente. Si $|0\rangle$ es el estado con todas las partículas en el estado más bajo, se tiene:

$$|\Psi(SP)(0s)^4(0p)^n;L\rangle = \sqrt{4! n! / A!} S(|4\ n|) (a_1^+ \dots a_n^+);L |0\rangle \quad (2.7.4)$$

El simetrizador $S(|4\ n|)$ toma todos los grupos de n partículas del total de A , cambiando el signo si hay un número impar de ellas con índices entre $n+1$ y A .

Para construir los estados de la descripción de "cluster", se empieza con el estado $|0\rangle$. Se pretende dejar las coordenadas intrínsecas de los "clusters" y la coordenada del centro de masas intactas, modificando sólo la coordenada relativa. Así, hay que actuar con el operador que crea fonones en el movimiento relativo. Este puede expresarse en función de los operadores que afectan a las partículas del siguiente modo:

$$b^+ = \sqrt{A_1 \cdot A_2 / A} \left(-1/A_1 \cdot \sum_{i=1}^{A_1} a_i^+ + 1/A_2 \cdot \sum_{j=A_1+1}^A a_j^+ \right) \quad (2.7.5)$$

Para tener el mismo número de cuantos que en el caso monoparticular y el mismo momento angular, hay que poner n cuantos en el movimiento relativo y acoplarlos a un momento angular L :

$$|\Psi_{cm}\rangle = 1/\sqrt{n!} \left((b^+)^n \right); L |0\rangle \quad (2.7.6)$$

El solapamiento entre ambas funciones de onda puede calcularse fácilmente para $A_1=4$, $A_2=n$.

$$|\Psi_{cm}\rangle = \frac{(A_1 A_2)^{n/2}}{(A)^{n/2}} \frac{1}{\sqrt{n!}} \sum_{x=0}^n \binom{n}{x} \left(1/A_1 \cdot \sum_{i=1}^{A_1} a_i^+ \right)^x \left(-1/A_2 \cdot \sum_{j=A_1+1}^A a_j^+ \right)^{n-x} |0\rangle \quad (2.7.7)$$

Nótese que la expansión de $|\Psi_{cm}\rangle$ tiene términos que corresponden a la excitación de n partículas diferentes, que también aparecen en la descripción monoparticular (2.7.4). Debido al operador $S(|4\ n|)$ de esta expresión, las contribuciones equivalentes tienen el mismo signo, con lo que se obtiene:

$$\langle \Psi_{sm} | \Psi_{cm} \rangle = \frac{\sqrt{4!n!} (4\ n)^{n/2}}{A! (A)^{n/2}} \sum_{x=0}^n \binom{n}{x} \frac{n! \ 4!}{x! (4-x)!} \frac{1}{n^{n-x} 4^x} \quad (2.7.8)$$

Se obtienen los siguientes resultados:

Núcleos	Solapamiento	Núcleos	Solapamiento	(2.7.9)
^5He	0.800	^6Li	0.791	
^7Li	0.751	^8Be	0.640	

El cuadrado de este solapamiento es la probabilidad de encontrar, en la función de onda monoparticular, dos "clusters" en su estado fundamental. Cuando la función de onda de "cluster" es antisimetrizada y renormalizada, se obtiene exactamente la función de onda monoparticular. Esto se debe a que los números cuánticos L, S, T, Y y el número total de cuantos de oscilador, n, no son afectados por la antisimetrización, y hay sólo un estado monoparticular que tiene los mismos números cuánticos. Por ello, se tiene:

$$\begin{aligned}
 A(\Phi_\alpha \Phi_n \chi_{op}(\underline{r})) &= (0s)^4(0p) \quad Y=|41| \quad L=1 \quad S=1/2 \quad T=1/2 \quad (2.7.10) \\
 A(\Phi_\alpha \Phi_d \chi_{1s}(\underline{r})) &= (0s)^4(0p)^2 \quad Y=|42| \quad L=0 \quad S=1 \quad T=0 \\
 A(\Phi_\alpha \Phi_d \chi_{od}(\underline{r})) &= (0s)^4(0p)^2 \quad Y=|42| \quad L=2 \quad S=1 \quad T=0 \\
 A(\Phi_\alpha \Phi_t \chi_{1p}(\underline{r})) &= (0s)^4(0p)^3 \quad Y=|43| \quad L=1 \quad S=1/2 \quad T=1/2 \\
 A(\Phi_\alpha \Phi_t \chi_{of}(\underline{r})) &= (0s)^4(0p)^3 \quad Y=|43| \quad L=3 \quad S=1/2 \quad T=1/2 \\
 A(\Phi_\alpha \Phi_\alpha \chi_{2s}(\underline{r})) &= (0s)^4(0p)^4 \quad Y=|44| \quad L=0 \quad S=0 \quad T=0 \\
 A(\Phi_\alpha \Phi_\alpha \chi_{1d}(\underline{r})) &= (0s)^4(0p)^4 \quad Y=|44| \quad L=2 \quad S=0 \quad T=0 \\
 A(\Phi_\alpha \Phi_\alpha \chi_{og}(\underline{r})) &= (0s)^4(0p)^4 \quad Y=|44| \quad L=4 \quad S=0 \quad T=0
 \end{aligned}$$

En la realidad, las funciones de onda intrínsecas de los "clusters" presentan una configuración diferente de la $(0s)^n$ con el mismo parámetro de oscilador que la descripción monoparticular del núcleo compuesto. Una función de onda monoparticular más realista se obtiene deduciendo los parámetros de oscilador (variables intrínsecas de los "clusters") de los radios experimentales de los "clusters"

(tabla 16), mientras que el parámetro para el movimiento relativo se obtiene del valor cuadrático medio de la coordenada relativa, dado por las siguientes expresiones:

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle_{7Li} &= 4/7 \langle r^2 \rangle_{\alpha} + 3/7 \langle r^2 \rangle_t + 12/49 \langle r^2 \rangle_{rel} & (2.7.11) \\ \langle r^2 \rangle_{6Li} &= 4/6 \langle r^2 \rangle_{\alpha} + 2/6 \langle r^2 \rangle_d + 8/36 \langle r^2 \rangle_{rel} \end{aligned}$$

Se ha visto que, si los parámetros de oscilador para los "clusters" y para la coordenada relativa coinciden, la función de onda de "cluster" antisimetrizada coincide con la monoparticular. Así, el solapamiento de una función de onda de "cluster" realista y la función de onda monoparticular será igual al solapamiento de la función de onda de "cluster" realista con la función de onda de "cluster" que usa el parámetro de oscilador monoparticular. Por ello, se tiene:

$$\begin{aligned} {}^6Li: \langle \Psi(CM) | \Psi(SM) \rangle &= \langle \Phi_{OS}(a(\alpha)) | \Phi_{OS}(a(SP)) \rangle^3 & (2.7.12) \\ &\langle \Phi_{OS}(a(d)) | \Phi_{OS}(a(SP)) \rangle \langle \Phi_{1S}(a(rel)) | \Phi_{1S}(a(SP)) \rangle \\ {}^7Li: \langle \Psi(CM) | \Psi(SM) \rangle &= \langle \Phi_{OS}(a(\alpha)) | \Phi_{OS}(a(SP)) \rangle^3 \langle \Phi_{OS}(a(t)) | \Phi_{OS}(a(SP)) \rangle^2 \\ &\langle \Phi_{1p}(a(rel)) | \Phi_{1p}(a(SP)) \rangle \end{aligned}$$

El solapamiento de funciones de onda de oscilador con distintos parámetros a_1 y a_2 viene dado por:

$$\begin{aligned} x &= 2 a_1 a_2 / (a_1^2 + a_2^2) & (2.7.13) \\ \langle \Phi_{OS}(a_1) | \Phi_{OS}(a_2) \rangle &= x^{3/2} \\ \langle \Phi_{1S}(a_1) | \Phi_{1S}(a_2) \rangle &= x^{3/2} (5/2 x^2 - 3/2) \\ \langle \Phi_{1p}(a_1) | \Phi_{1p}(a_2) \rangle &= x^{5/2} (7/2 x^2 - 5/2) \end{aligned}$$

Tabla 16 . Longitudes del oscilador y r.c.m. de carga y materia para los diferentes "clusters".

Núcleos	Car.msr(fm)	Conf.	$a_0^2(\text{fm}^2)$	Mat.msr(fm)
d	2.095	(0s)2	4.99	1.93
t	1.70	(0s)3	2.35	1.53
3He	1.87	(0s)3	2.79	1.67
4He	1.63	(0s)4	1.78	1.42
6Li	2.57	(0s)4(0p)2	3.76	2.44
7Li	2.40	(0s)4(0p)3	3.18	2.33

Tabla 17 . Solapamientos de las variables intrínsecas de $^{6,7}\text{Li}$.

	alpha	triton	deuteron	a-t rel	a-d rel	Total
conf.	(0s)3	(0s)2	(0s)	(1p)	(1s)	
7Li	.830	.966	----	.755	----	.605
6Li	.735	----	.985	----	.859	.622

Los resultados se presentan para ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ en la tabla 17.

A continuación se estudia la relación entre los elementos de matriz cuadrupolares obtenidos en el modelo de Capas y en el modelo de "Cluster". El operador cuadrupolar de materia viene dado por :

$$Q_2 = \sum_{i=1}^A r_i^2 Y_2(\hat{r}_i) \quad (2.7.14)$$

Puede expresarse en función de operadores de creación y aniquilación de partículas:

$$r_i^2 Y_2(\hat{r}_i) = (a_i^+ a_i); l=2 (1 || Y_2 || 1) a_0^2 5/2 \quad (2.7.15)$$

Haciendo una transformación unitaria dada en (2.7.2), el operador cuadrupolar puede expresarse en función de las coordenadas de "cluster" dadas en (2.7.3).

$$Q_2 = \sum_{j=1}^A s_j^2 Y_2(\hat{s}_j) \quad (2.7.16)$$

$$s_j^2 Y_2(\hat{s}_j) = (b_j^+ b_j); l=2 (1 || Y_2 || 1) a_0^2 5/2$$

En ambos casos, el operador cuadrupolar es proporcional al cuadrado de la longitud de oscilador, multiplicando a un operador que destruye cuantos, y los crea reorientados. En la descripción monoparticular, sólo las partículas de la capa ($0p$) contribuyen al momento cuadrupolar. El hecho de que las n partículas en la capa ($0p$) tienen variables orbitales simétricas hace que el momento cuadrupolar sea

proporcional a n veces la contribución de cada partícula. En la descripción de "cluster" todos los cuantos están en el movimiento relativo. El hecho de tener estados de n cuantos de excitación hace que también aparezca un factor n. Nótese que el esquema de momentos angulares es idéntico en ambos casos. En el modelo de Capas hay n partículas de momento angular l, con la máxima simetría espacial, acopladas a un determinado momento angular total L. En el modelo de "Cluster" hay n fonones, de momento angular l, idénticos, y, por tanto, simétricos, acoplados al mismo momento angular L. Los elementos de matriz cuadrupolares vienen dados como sigue:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{sm}(L) | O_2 | \Psi_{sm}(L') \rangle &= \langle 0 | (a_1 \dots a_n)_{L, l=2} \left(\sum_{i=1}^n (a_i^+ a_i) \right) (a_1^+ \dots a_n^+)_{L', l=2} | 0 \rangle \\ &\langle 1 || Y_1 || 1 \rangle 5/2 a_0^2 \quad (2.7.17) \\ \langle \Psi_{cm}(L) | O_2 | \Psi_{cm}(L') \rangle &= \langle 0 | (b)_{L, l=2}^n ((b^+ b)_{l=2}) (b^+)_{L', l=2}^n | 0 \rangle \\ &\langle 1 || Y_2 || 1 \rangle 5/2 a_0^2 \\ \langle \Psi_{cm}(L) | O_2 | \Psi_{cm}(L') \rangle &= \langle \Psi_{sm}(L) | O_2 | \Psi_{sm}(L') \rangle = n \langle 1 || Y_2 || 1 \rangle 5/2 a_0^2 \\ &\sum_{L_r} Cfp(L; L_r, 1) Cfp(L'; L_r, 1) \sqrt{(2L+1)(2L'+1)} W(1, 1, L', L; 2, L) \end{aligned}$$

Los coeficientes de paternidad fraccionaria corresponden a la máxima simetría para n momentos angulares de módulo uno acoplados a un momento angular total L. Nótese que, si el parámetro de oscilador del movimiento relativo de los "clusters" coincide con el monoparticulador, los elementos de matriz cuadrupolares de materia coinciden en ambas

descripciones. Si son diferentes, los elementos de matriz de ambas descripciones son proporcionales, y difieren en un factor constante.

En el modelo de "Cluster", la razón entre los elementos de matriz cuadrupolares de carga y de materia viene dado por:

$$Q_{\text{car}}/Q_{\text{m}} = (Z_1/A_1)(A_2/A) + (Z_2/A_2)(A_1/A) \quad (2.7.18)$$

En el caso monoparticular, sólo las partículas de la capa (O_p) contribuyen a las magnitudes cuadrupolares. Por ello, se tiene:

$$Q_{\text{car}}/Q_{\text{m}} = (Z-2)/(A-4) \quad (2.7.19)$$

En núcleos con $N=Z$, compuestos por "clusters" con $N_1=Z_1$, $N_2=Z_2$, ambas descripciones coinciden. Sin embargo, para ${}^7\text{Li}$, por ejemplo, la razón en el modelo de "Cluster" es $17/42$, mientras que en la descripción monoparticular es $1/3$. Esta diferencia se debe al hecho de que, en el modelo de "Cluster", el centro de masas y el centro de cargas no coinciden en general, por lo que se incrementan los momentos eléctricos.

La diferencia entre los resultados de las descripciones de "cluster" y monoparticular viene del hecho de que los parámetros de oscilador de los "clusters" son más pequeños

que los de los LHI. Los "clusters" son más pequeños, así que deben estar muy separados para dar cuenta del tamaño relativamente grande de los LHI. Ello hace que el efecto del principio de exclusión de Pauli, que tiende a distorsionar la estructura de "cluster" y a hacerla más similar a la monoparticular, sea menos efectivo. Por otro lado, en la descripción de "cluster", los elementos de matriz cuadrupolares dependen sólo de la coordenada relativa de los "clusters". Como esta está muy aumentada, los elementos de matriz se incrementan de manera correspondiente, explicando muy bien los resultados experimentales. Estudios detallados de las propiedades de ${}^7\text{Li}$ usando modelos de "Cluster" se presentan en [59-61].

Debe resaltarse que los elementos de matriz cuadrupolares, en las descripciones de "cluster" y monoparticulares son proporcionales, asumiendo que los elementos de matriz de r^2 entre las funciones de onda relativa de los "clusters" son similares a los elementos de matriz entre las funciones de onda correspondientes de oscilador. Así, cuando los elementos de matriz cuadrupolares obtenidos en la descripción monoparticular se renormalizan globalmente para reproducir algún momento cuadrupolar o $B(E2)$ experimental, sus valores deben ser similares a los que se obtienen en un modelo de "Cluster".

III. DISPERSION DE IONES POCO PESADOS.

Describir la colisión de dos núcleos es un problema difícil. Se tienen $A_1 + A_2$ partículas que interactúan unas con otras, y cuyo estado debe ser totalmente antisimétrico. Una aproximación a este problema consiste en suponer que, durante la colisión, no se modifican los estados internos de los núcleos colisionantes. En este caso, el potencial núcleo-núcleo viene dado por la suma de las interacciones de todos los pares de nucleones pertenecientes a los dos núcleos. Como los nucleones en el núcleo no tienen posiciones fijas, sino que tienen una distribución continua gobernada por la densidad nuclear, el potencial núcleo-núcleo en esta aproximación viene dado por la integral de convolución de las densidades con la interacción nucleón-nucleón:

$$V(R) = \int d\underline{r}_1 d\underline{r}_2 \rho(r_1) \rho(r_2) v(s) \quad (3.1)$$

donde s es $(R + \underline{r}_1 - \underline{r}_2)$, que es la distancia entre los puntos caracterizados por \underline{r}_1 y \underline{r}_2 desde el centro de cada núcleo. Este potencial, combinado con una parte imaginaria que describe la absorción en el canal elástico debido a una excitación a otros estados, puede usarse en una ecuación de Schrödinger que tiene solamente en cuenta la coordenada relativa de los núcleos.

La interacción nucleón-nucleón que aparece en la convolución no es la interacción entre dos nucleones libres. Hay dos efectos que deben tenerse en cuenta: Primero, el potencial nucleón-nucleón tiene una parte repulsiva a distancias cortas, que podría producir estados altamente excitados. Segundo, los nucleones están rodeados por materia nuclear, de forma que la parte de la interacción que desplazaría nucleones a estados monoparticulares que ya están ocupados por otros nucleones no es efectiva. La teoría de Brueckner [62] indica la forma de tratar estos problemas. Esta teoría fue desarrollada para materia nuclear, pero puede aplicarse a núcleos finitos.

Basándose en estas ideas, Bertsch y otros [29] desarrollaron varias interacciones que tenían la geometría de tres funciones yukawianas con alcances de 1.414; 0.40 y 0.25 fm. La primera corresponde al potencial de intercambio

de un pi3n; la segunda simula intercambios de varios piones y la tercera es arbitraria. La intensidad de las interacciones se ajusta para reproducir varios elementos de matriz de interacciones microsc3picas y experimentales. Ellos usaron estas interacciones para explicar la dispersi3n inel3stica de nucleones por n3cleos. Debe resaltarse que el t3rmino de intercambio de un pi3n no contribuye a la parte independiente del esp3n y del isoesp3n de la interacci3n. Para tener en cuenta procesos de intercambio de un nucle3n entre dos n3cleos, se introduce un pseudopotencial de alcance cero [63, 64]. El valor de la parte independiente del esp3n y el isoesp3n de este pseudopotencial depende d3bilmente de la energ3a, entre 5 y 20 MeV por nucle3n. As3, puede escribirse la parte independiente del esp3n y el isoesp3n de la interacci3n como sigue;

$$u(s) = 7999 \text{ Yuk}(s/.25) - 2134 \text{ Yuk}(s/.40) - 262 \delta(\underline{s}) \quad (3.2)$$

Satchler y otros [27] usaron esta interacci3n para estudiar la dispersi3n el3stica de distintos n3cleos. Los proyectiles usados van desde nucleones a iones pesados. Ellos encontraron que, a3adiendo un potencial imaginario fenomenol3gico, pod3an reproducir las secciones eficaces el3stica e inel3stica. Sin embargo, se vio que, en reacciones inducidas por ${}^6\text{Li}$ [28], ${}^9\text{Be}$ [66, 67] y ${}^7\text{Li}$ [68], el potencial de convoluci3n ten3a que ser renormalizado

por un factor próximo a 0.6 para obtener las secciones eficaces elásticas correctamente.

Se han propuesto diversos mecanismos para explicar esta anomalía. Hnizdo y otros [69, 72] consideraron el efecto de la deformación del proyectil. Los potenciales de convolución también están deformados, permitiendo la reorientación del proyectil. Este procedimiento mejora los resultados a bajas energías (34 MeV ^7Li [69] y 40 MeV ^9Be [70]); pero a energías más altas no era posible reproducir los datos experimentales [71] sin renormalización para 89 MeV ^7Li , ni cuando se incluía el primer estado excitado en un cálculo de canales acoplados [72].

Nagarajan y otros [73, 74] consideraron el efecto de los canales de ruptura en las reacciones inducidas por ^6Li a 156 MeV [73] y ^7Li a 89 MeV [74]. Se esperaba que estos canales fueran importantes debido al bajo umbral de ruptura de estos núcleos. Ellos usaron una aproximación adiabática que fue formulada para la dispersión de deuterones [75]. En estos cálculos, la interacción se obtuvo a partir de potenciales ópticos fenomenológicos entre el blanco y los fragmentos del proyectil. Estos eran convolucionados con la función de onda relativa de los fragmentos del proyectil. De esta forma se obtienen tanto la parte real como la imaginaria del potencial. Ellos encuentran que sólo se consigue acuerdo con los datos experimentales cuando se consideran los estados de ruptura.

Kamimura y otros [76-79] describen los canales de ruptura discretizando el continuo de estados por el método introducido por Rawitscher para la dispersión del deuterón [80]. Los potenciales se obtienen convolucionando la interacción M3Y con las densidades nucleares, que se obtienen de un cálculo de Grupo Resonante. Los potenciales imaginarios se consideran proporcionales a los reales. Estos cálculos indican que la dispersión elástica sólo puede ser reproducida sin renormalización cuando se incluyen los estados de ruptura. El principal efecto lo producen las resonancias.

Esta es la situación en la que empezó este trabajo. La pregunta que se quería responder era la siguiente: ¿Es suficiente tratar las resonancias en ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ como estados discretos, e introducirlas en un cálculo normal de canales acoplados, para explicar la renormalización? Esta pregunta, y otras muchas derivadas de ella, son tratadas en esta sección. Se describe el formalismo de canales acoplados aplicado a una descripción monoparticular de estados y resonancias de ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$, y se aplica a diversas reacciones inducidas por estos núcleos.

3.1. Formalismo de canales acoplados.

Considérese un proceso de dispersión entre un proyectil P con estructura interna y un blanco T que se considera inerte por simplicidad. El Hamiltoniano del sistema puede expresarse en función de la coordenada relativa \underline{R} de P y T, y de las coordenadas internas $\underline{\xi}$ de P:

$$H(\underline{R}, \underline{\xi}) = h(\underline{\xi}) + H_0(\underline{R}) + V(\underline{R}, \underline{\xi}) \quad (3.1.1)$$

donde h es el Hamiltoniano interno de P, H_0 contiene la energía cinética asociada con R más el potencial coulombiano entre P y T, y $V(\underline{R}, \underline{\xi})$ es la interacción entre P y T, que, en general, depende de las coordenadas internas. Las funciones de onda de este Hamiltoniano vienen dadas por la expresión:

$$(H(\underline{R}, \underline{\xi}) - E) \Psi(\underline{R}, \underline{\xi}) = 0 \quad (3.1.2)$$

Esta función de onda puede ser expandida en términos de los autoestados de h como sigue:

$$\Psi(\underline{R}, \underline{\xi}) = \sum_n \chi_n(\underline{R}) \phi_n(\underline{\xi}) \quad (3.1.3)$$

Si la interacción $V(\underline{R}, \underline{\xi})$ tiende a cero suficientemente rápido cuando R tiende a infinito, los coeficientes $\chi_n(\underline{R})$ se hacen autofunciones de H_0 en este límite. Nótese que esta condición excluye del tratamiento de canales acoplados a aquellos procesos en los que una partícula se transfiere de P a T, pues en ese caso $V(\underline{R}, \underline{\xi})$ no tiende a cero cuando R es grande.

Si se considera sólo un número finito de estados excitados del proyectil, entonces la ecuación (3.1.2) puede proyectarse sobre las funciones de onda internas, obteniéndose un sistema de n ecuaciones acopladas que dependen sólo de la variable \underline{R} :

$$(H_0(\underline{R}) + e_k - E) X_k(\underline{R}) = - \sum_{l=1}^n v_{kl}(\underline{R}) X_l(\underline{R}) \quad (3.1.4)$$

Los potenciales V_{kl} se definen como sigue;

$$V_{kl}(\underline{R}) = \langle \Phi_k | V(\underline{R}, \xi) | \Phi_l \rangle \quad (3.1.5)$$

Si $k = l$, se llaman potenciales diagonales. Si $k \neq l$, son potenciales de transición.

Así, es necesario resolver el sistema de ecuaciones (3.1.4) con condiciones de contorno dadas por autofunciones de $H_0(\underline{R})$. Debe notarse que, en este formalismo, los grados de libertad internos se manifiestan en las energías de excitación, así como en los potenciales de acoplamiento. Supóngase que la interacción en (3.1.1) puede expresarse como una suma de interacciones nucleón-nucleón que dependen sólo de su coordenada relativa.

$$V(\underline{R}, \xi) = \sum_{i=1}^{A_1} \sum_{j=1}^{A_2} v(|\underline{r}_i - \underline{r}_j + \underline{R}|) \quad (3.1.6)$$

Esto puede reescribirse como sigue:

$$V(\underline{R}, \xi) = \int d\underline{r}_1 d\underline{r}_2 v(s) \sum_{i=1}^{A_1} \delta(\underline{r}_1 - \underline{r}_i) \sum_{j=1}^{A_2} \delta(\underline{r}_2 - \underline{r}_j) \quad (3.1.7)$$

donde $s = |\underline{R} + \underline{r}_i - \underline{r}_j|$. Los potenciales de la expresión (3.1.5) pueden escribirse como sigue:

$$V_{kl}(\underline{R}) = \int d\underline{r}_1 d\underline{r}_2 v(s) \rho_{kl}(\underline{r}_1) \rho_0(\underline{r}_2) \quad (3.1.8)$$

donde las densidades $\rho_{kl}(\underline{r}_1)$ y $\rho_0(\underline{r}_2)$ son:

$$\rho_{k1}(\underline{r}_1) = \langle \Phi_k^P | \sum_{i=1}^{A_1} \delta(\underline{r}_i - \underline{r}_1) | \Phi_1^P \rangle \quad (3.1.9)$$

$$\rho_0(\underline{r}_2) = \langle \Phi_0^T | \sum_{j=1}^{A_2} \delta(\underline{r}_j - \underline{r}_2) | \Phi_0^T \rangle$$

La función δ puede expandirse en multipolos:

$$\delta(\underline{r} - \underline{r}_1) = \sum_{\lambda} (1/r^2) \delta(r - r_1) [Y_{\lambda}(\hat{r}) \cdot Y_{\lambda}(\hat{r}_1)] \quad (3.1.10)$$

Esto permite expandir las densidades en multipolos. Si I e I' son los espines de los estados inicial y final, se tiene:

$$\rho_{k1}(\underline{r}) = \sum_{\lambda \mu} Y_{\lambda \mu}(\hat{r}) (-1)^{I-M} \begin{pmatrix} I & \lambda & I' \\ -M & -\mu & M' \end{pmatrix} \rho_{\lambda}(r) \quad (3.1.11)$$

$$\rho_{\lambda}(r) = \langle \Phi_k || \sum_i (1/r^2) \delta(r - r_i) Y_{\lambda}(\hat{r}_i) || \Phi_1 \rangle$$

A partir de esta expresión, se observa que las densidades de transición pueden expandirse en multipolos que cumplen la condición:

$$|I - I'| \leq \lambda \leq (I + I') \quad (3.1.12)$$

Si el espín del blanco es cero, su densidad es esféricamente simétrica. Los potenciales definidos en (3.1.8) también pueden expandirse en componentes multipolares:

$$V_{k1}(\underline{R}) = \sum_{\lambda \mu} Y_{\lambda \mu}(\hat{R}) (-1)^{I-M} \begin{pmatrix} I & \lambda & I' \\ -M & -\mu & M' \end{pmatrix} v_{\lambda}(R) \quad (3.1.13)$$

Las funciones $v_{\lambda}(R)$ son los factores de forma de multipolaridad λ

$$v_{\lambda}(R) = \int d\underline{r}_1 d\underline{r}_2 v(s) \rho_{\lambda}(r_1) \rho_0(r_2) P_{\lambda}(\hat{R} \hat{r}) \quad (3.1.14)$$

Esta expansión es muy conveniente, porque el sistema (3.1.4) puede expandirse en ondas parciales, así que para cada momento angular total se obtiene un sistema de ecuaciones acopladas sólo en la variable R .

Ahora se particulariza para LHI con una descripción monoparticular. Se considera la excitación a todos los estados

de la configuración monoparticular más baja, esto es, $(0s)^4 (0p)^n$. Las densidades con $\lambda = 0$ son como sigue;

$$\rho^{ij}_0(r) \doteq \delta(i,j) \sqrt{1/4\pi} (4 R_{0s}^2(r) + n R_{0p}^2(r)) \quad (3.1.15)$$

donde $R_{nl}(r)$ es la función de onda radial correspondiente a los números cuánticos n, l . Para $\lambda = 2$, que es la única otra multipolaridad permitida, se tiene:

$$\rho_2^{ij}(r) = R_{0p}^2(r) \langle \Phi_i || \sum_i Y_2(r_i) || \Phi_j \rangle \quad (3.1.16)$$

Los elementos de matriz de esta ecuación son simplemente los elementos de matriz cuadrupolares de materia discutidos previamente, divididos por el radio cuadrático medio de la capa $(0p)$. Debe notarse que sólo los estados con la máxima simetría espacial se acoplan con el estado fundamental y sólo estos estados deben incluirse en un cálculo de canales acoplados. Las densidades del núcleo blanco se calculan con los programas de Modelo de capas JE-SKYRME [84] y DENSKY [85]. Los radios cuadráticos medios (tabla 18) están de acuerdo con los experimentales. Los potenciales de convolución se calculan con el programa DFPOT [86]. Ellos se comparan en la tabla 19 con potenciales ópticos fenomenológicos presentados en [87]. Debe notarse que los potenciales de convolución son mayores en todos los casos que los potenciales fenomenológicos.

Tabla 18 . Radio cuadrático medio para el núcleo blanco (fm).

	Carga		Materia	
	Teoría	Exper.	Teoría	Exper.
^{40}Ca	3.48	3.476(7)	3.33	3.38(3)
^{48}Ca	3.54	3.467(7)	3.45	3.47(3)
^{58}Ni	3.85	3.76(1)	3.74	3.63(3)
^{120}Sn	4.64	4.646(5)	4.66	----

Tabla 19 . Comparación entre el potencial de convolución y el óptico fenomenológico.

Reacción	Convolución (MeV)	Fenom. (MeV)	Energía (MeV)
$^7\text{Li} + ^{40}\text{Ca}$	4.54	1.92	88.7
$^7\text{Li} + ^{48}\text{Ca}$	4.55	2.03	88.7
$^7\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$	4.28	1.67	34.0
$^6\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$	3.98	2.28	99.0
$^7\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$	3.80	2.32*	48.0

* Se usaron los parámetros del sistema $^7\text{Li} + ^{118}\text{Sn}$.

Los valores se dan a $R = 1.45 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ fm.

3.2. Secciones eficaces en ${}^7\text{Li} + {}^{40,48}\text{Ca}$

En esta sección se describen cálculos de canales acoplados para la descripción de secciones eficaces elástica e inelástica de ${}^7\text{Li}$ por ${}^{40,48}\text{Ca}$ a 89 MeV. Los elementos de estos cálculos son los siguientes;

Canales: Se consideran sólo excitaciones en el proyectil, incluyendo los estados $3/2^-$; $1/2^-$; $7/2^-$ y $5/2^-$. Esta truncación se justifica desde una perspectiva monoparticular y desde una perspectiva de "cluster". Desde la descripción monoparticular, estos estados son los únicos que tienen una configuración $(0s)^4 (0p)^3$ y que se acoplan con el estado fundamental a través de una interacción independiente del espín y del isoespín. Nótese que si el cálculo se extiende para incluir configuraciones excitadas, hay el peligro de sobreestimar el efecto de estas configuraciones ya que la interacción efectiva nucleón-nucleón tiene en cuenta parcialmente estas excitaciones. Desde la descripción de "cluster", los estados $3/2^-$ y $1/2^-$ corresponden a una partícula alfa y un tritón con un momento angular relativo $L = 1$. Los estados $7/2^-$ y $5/2^-$ corresponden a la resonancia de $L = 3$ de la partícula alfa y el tritón, que da la contribución más importante a la renormalización según [78].

Potenciales de Coulomb: El potencial monopolar de Coulomb se toma como el producido por una esfera homogénea de radio $R = 1.25 A_T^{1/3}$ fm, el mismo para todos los canales. Hay también un potencial de Coulomb cuadrupolar que es proporcional al elemento de matriz cuadrupolar de carga entre

cada par de estados. Debe notarse que, en este formalismo, los elementos de matriz de carga y de materia son proporcionales.

Potenciales nucleares: Se usan los potenciales de convolución monopulares y cuadrupolares descritos en la sección previa. Los potenciales monopulares son los mismos para todos los canales; mientras que los potenciales cuadrupolares difieren sólo en un factor que da la intensidad. En este formalismo, sólo son posibles multipolaridades $L = 0$ y $L = 2$, ya que el potencial es un operador de un cuerpo que actúa en partículas con $l = 0$ ó $l = 1$. Los potenciales imaginarios no pueden ser introducidos microscópicamente en este formalismo. Siguiendo [74], la opción más simple es suponer la misma geometría para los potenciales reales e imaginarios, tratando la intensidad de la parte imaginaria como un parámetro ajustable. No es evidente sin embargo, si los potenciales de acoplamiento deben permanecer reales, o debe añadirse un potencial de acoplamiento complejo. Por ello, se realizaron cálculos con las dos posibilidades.

Los cálculos de canales acoplados se realizaron con el programa CHUCK-3 [88]. Primero se realizaron cálculos con potenciales de acoplamiento reales, ajustando la profundidad del potencial imaginario monopolar. No se pudo obtener acuerdo con los datos experimentales, ni cuando se modificaba la geometría del potencial imaginario. El efecto de los canales acoplados era pequeño. Se observó

que la modificación del potencial imaginario afectaba al valor de la sección eficaz en los máximos de las figuras de interferencia; pero no afectaba las fases de oscilación de estas, que discrepan con los datos experimentales. Estas fases son principalmente sensitivas al potencial real. En vista de esto, se introdujo una parte imaginaria en los potenciales de acoplamiento. Se usó el mismo factor N_i para multiplicar tanto la parte monopolar como la cuadrupolar del potencial de convolución para obtener los respectivos potenciales imaginarios. Esto es equivalente a considerar una interacción nucleón-nucleón compleja, dada por la interacción $M3Y$ multiplicada por un factor $(1 + i N_i)$. Tomando un valor $N_i = 0.6$, se obtiene un buen acuerdo con los datos experimentales, de forma que las fases de oscilación de las secciones eficaces teóricas y experimentales están en fase. Esto indica que el efecto de polarización a los estados excitados reduce considerablemente el potencial real.

En la Figura 7 se muestra, para ${}^7\text{Li} + {}^{48}\text{Ca}$, el efecto de incluir sucesivamente el acoplamiento con diversos estados. Todos los estados afectan la sección eficaz elástica en la misma dirección. La contribución más importante es la del estado $7/2^-$. El estado $5/2^-$ produce un efecto muy pequeño.

En la Figura 8 se ilustra la diferencia entre cálculos con acoplamiento real y complejo. El efecto producido por la introducción de la parte imaginaria del acoplamiento es dramático.

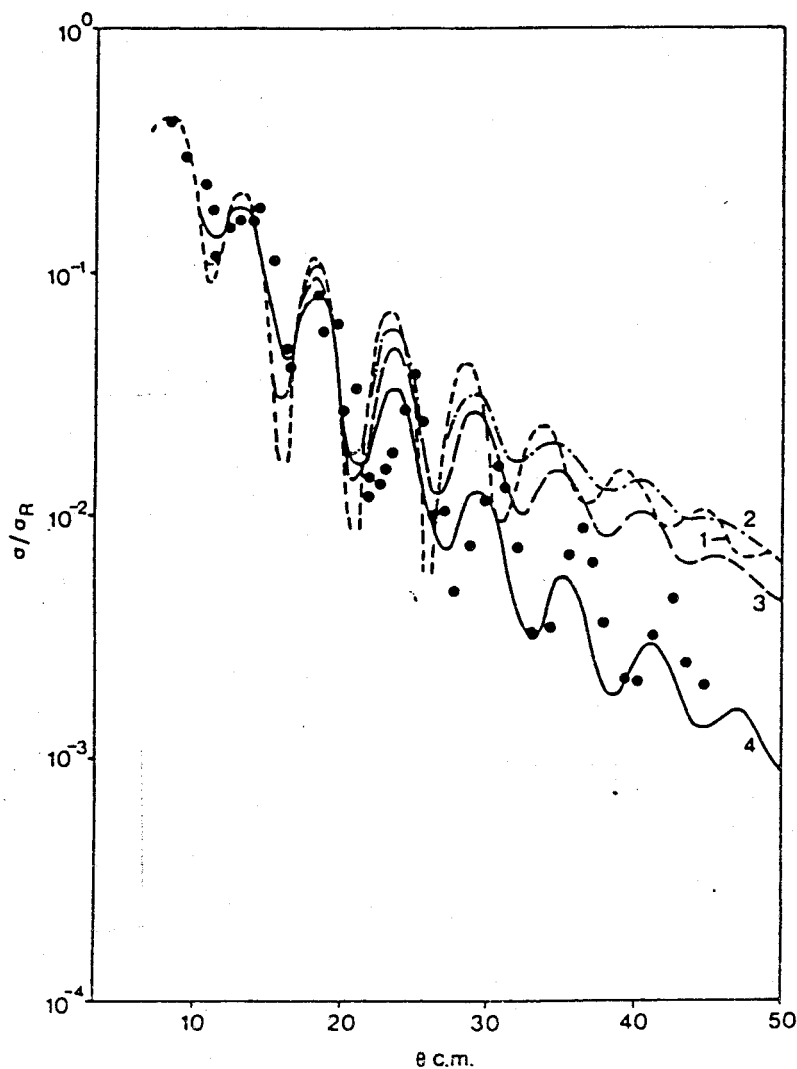


Figura 7 . Dispersión elástica del ${}^7\text{Li}$ por ${}^{48}\text{Ca}$ a 89 MeV.

La curva 1 corresponde al cálculo en un canal. Las curvas 2, 3 y 4 corresponden a los cálculos en canales acoplados incluyéndose la reorientación, el estado $1/2$ y el estado $7/2$. La introducción del estado $5/2$ origina un efecto muy pequeño.

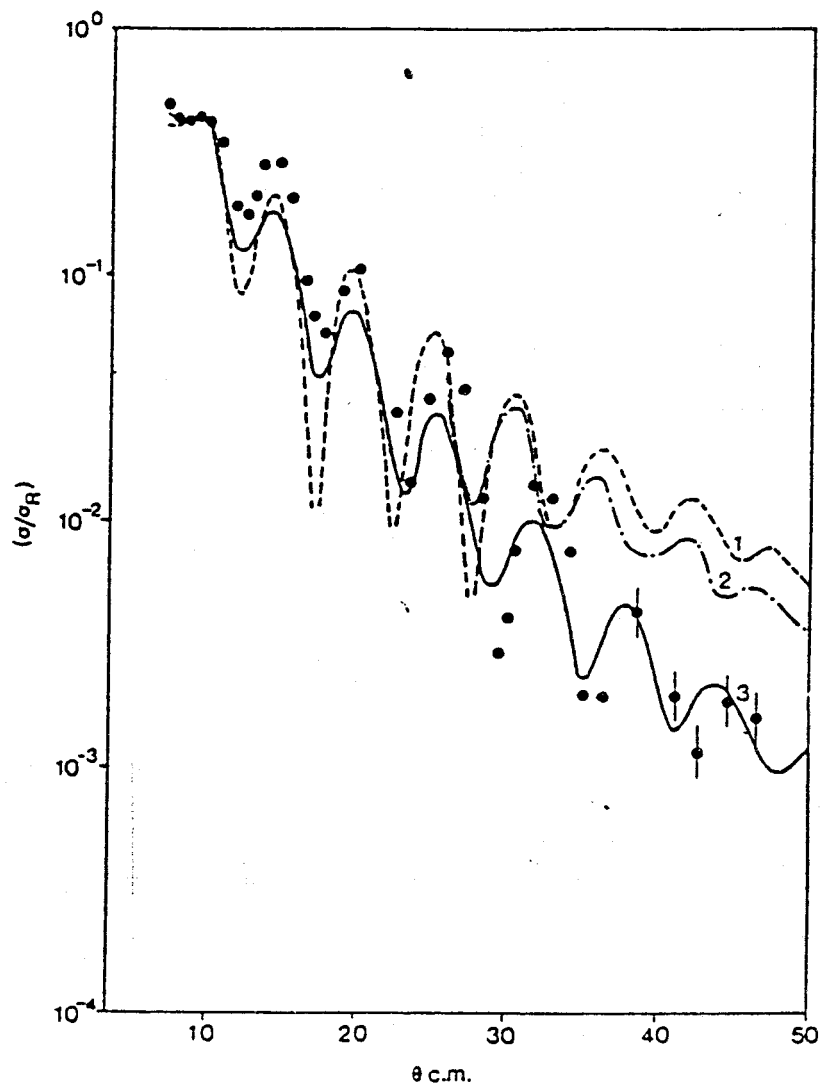


Figura 8 . Dispersión elástica del ${}^7\text{Li}$ por ${}^{40}\text{Ca}$ a 89 MeV.

La curva 1 representa el cálculo en un canal, la curva 2 el cálculo completo en canales acoplados con los potenciales de acoplamiento reales y la curva 3 el cálculo completo en canales acoplados con los potenciales de acoplamiento complejos.

En la Figura 9 se representa la sección eficaz inelástica para ${}^7\text{Li}+{}^{48}\text{Ca}$. Debe resaltarse que el acuerdo en la sección eficaz inelástica indica que no se está utilizando un potencial de acoplamiento artificialmente grande para producir el efecto deseado en el canal elástico. En este caso, la inclusión del estado $5/2^-$ sí es apreciable.

Debe indicarse que no se pretende un acuerdo preciso con los datos experimentales. Para ello se necesita modificar la geometría del potencial imaginario. Se intenta reproducir un efecto de la renormalización del potencial real, que es la modificación de las fases de oscilación de las secciones eficaces.

Este cálculo es consistente con estudios previos. Se encuentra, de acuerdo con Hnizdo y otros [71, 72], que la inclusión de la reorientación y el acoplamiento con el primer estado excitado mejora las secciones eficaces calculadas, pero no es suficiente para evitar la renormalización. Se encuentra, de acuerdo con Nagarajan y otros [74] que es necesario incluir el acoplamiento con más estados. En su descripción, estos estados son los de ruptura con $L=1$ y $L=3$. En este cálculo son los que pertenecen a una configuración $(0s)^4(0p)^3$. Sin embargo, se ha visto que hay un solapamiento importante entre los estados de "cluster" y monoparticulares, así que ambos cálculos describen el mismo fenómeno desde distintos puntos de vista. Hay un paralelismo entre este trabajo y los cálculos de Kamimura y otros [79].

En ambos casos, la interacción M3Y multiplicada por un factor complejo se utiliza como interacción nucleón-nucleón.

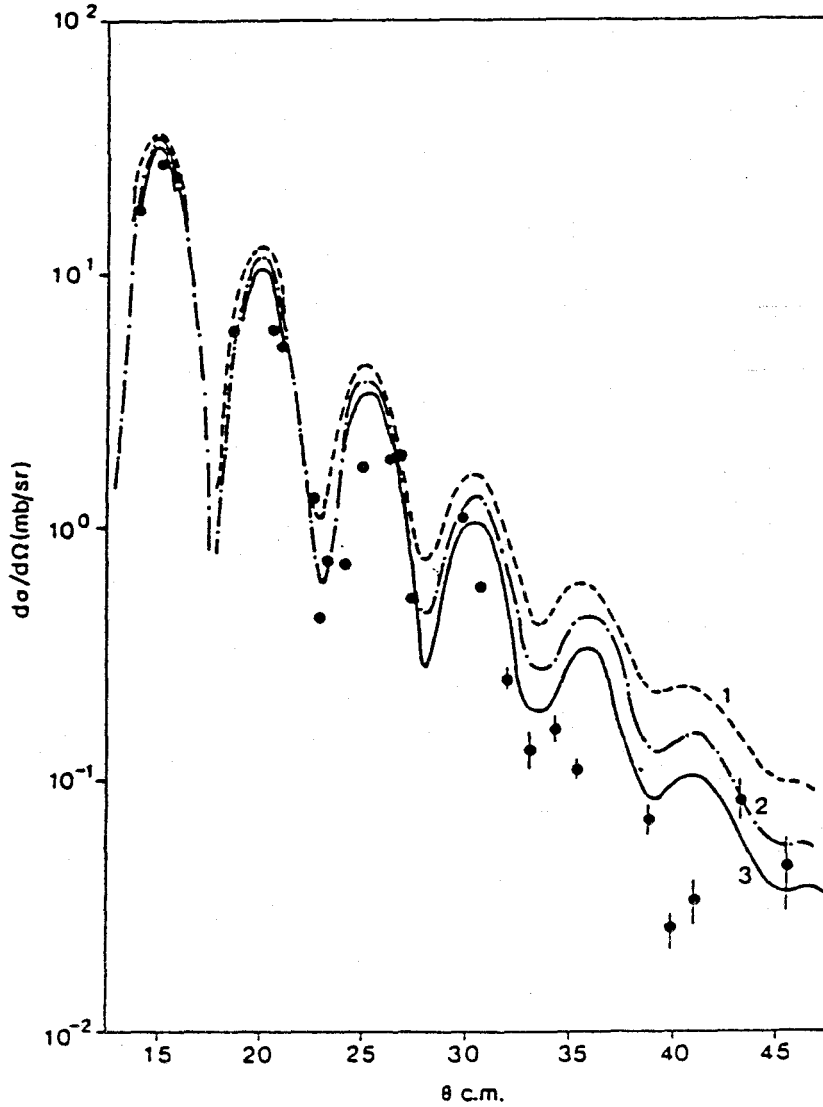


Figura 9 . Dispersión inelástica del ${}^7\text{Li}$ por ${}^{58}\text{Ca}$ a 89 MeV al estado $1/2$.

La curva 1 representa el cálculo en canales acoplados incluyéndose hasta el estado $1/2$. En la curva 2 se incluye hasta el estado $7/2$ y en la curva 3 hasta el estado $5/2$. El cálculo se ha realizado con potenciales de acoplamiento complejos.

En [79] las densidades de ${}^7\text{Li}$ se obtienen en un cálculo de grupo resonante, pero no se espera que sean muy diferentes de las obtenidas en una descripción monoparticular. Estos autores encuentran que el máximo efecto es producido por las resonancias. Esto explica el éxito de nuestra descripción, que sólo considera estas resonancias.

La importancia de usar potenciales de acoplamiento complejos ha sido destacada también por Kamimura y otros [13], que muestran la relación entre la existencia de un acoplamiento imaginario importante con la aparición de un potencial de polarización repulsivo, que da lugar a la renormalización del potencial real. En [73, 74] se usan también potenciales de acoplamiento complejos, que provienen del hecho de que estos potenciales se obtienen a partir de potenciales ópticos entre el blanco y los fragmentos del proyectil, que son complejos. Por otro lado, cuando Hnizdo y otros [71] trataron de ajustar las secciones eficaces elásticas sin renormalización, incluyendo solamente la deformación, tuvieron que utilizar parámetros de deformación imaginaria muy grandes. Debe indicarse, no obstante, que hay una diferencia muy importante entre este trabajo y los presentados en [73-79]. Aquí no se hace ningún intento de considerar los estados excitados como resonancias en el continuo. Sin embargo, puede explicarse la renormalización. Esto parece indicar que el hecho de que las resonancias $7/2^-$ y $5/2^-$ están sobre el umbral de ruptura no es esencial para explicar la renormalización. Parece que, en lo que respecta a

los efectos de polarización sobre el estado fundamental, las propiedades específicas de los canales excitados no son muy importantes. La renormalización se debe primeramente al mecanismo de excitación mismo, y, en particular, a la existencia de potenciales de acoplamiento complejos. Este punto ha sido probado modificando los potenciales ópticos en los estados excitados de nuestro cálculo de canales acoplados, encontrándose un efecto pequeño en el canal elástico. Sin embargo, cuando se modifican los potenciales de acoplamiento, el efecto es importante. Este cálculo se describe en [79, 80].

3.3. Efectos de canales acoplados en ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$

Se ha visto en la sección previa que el efecto de los cálculos de canales acoplados es evitar la renormalización del potencial real de convolución en ${}^7\text{Li} + {}^{40,48}\text{Ca}$ a 89 MeV. Sin embargo, se sabe que la renormalización de LHI es un fenómeno que aparece en un intervalo muy amplio de energías. En principio, el potencial de polarización obtenido como efecto del acoplamiento a ciertos estados excitados dependerá de la energía. La pregunta que surge es si el efecto de los cálculos en canales acoplados es consistente con una renormalización fija del potencial real.

Para responder a esto se estudia la dispersión de ${}^{6,7}\text{Li}$ por ${}^{58}\text{Ni}$. Este blanco se ha escogido porque hay datos experimentales a muchas energías. Se consideran los siguientes estados excitados en los proyectiles:

En ${}^6\text{Li}$, el estado fundamental (1^+) y las resonancias 3^+ , 2^+ y 1^+ con $T = 0$. Todos estos estados pertenecen a la máxima simetría espacial, $Y = [4,2]$. Para ${}^7\text{Li}$ se tienen, como antes, el estado fundamental $3/2^-$, el primer estado excitado $1/2^-$ y las resonancias $7/2^-$ y $5/2^-$.

En las tablas 20 y 21 se muestra el cociente de los potenciales ópticos fenomenológicos de [87] con el potencial de convolución en el radio de absorción fuerte, que se toma a $R = 1.45 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ fm [93], a diversas energías. Con las excepciones de los puntos correspondientes a ${}^7\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ a 13.6 y 20.3 MeV, la renormalización del potencial de convolución es consistente con un valor medio de 0.6. Debe notarse que los cálculos de modelo óptico a 16.3 y 20.3 MeV usan un potencial imaginario con una difusividad muy pequeña (0.39 y 0.28 fm respectivamente), y esto puede explicar los potenciales reales atípicamente grandes.

La cuestión es, entonces, si el resultado de los cálculos en canales acoplados para ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ es equivalente a renormalizar el potencial de convolución real en un factor 0.6 a todas las energías. Para responderla, se han realizado tres tipos de cálculos. Primero, un cálculo de modelo óptico sin renormalización del potencial de convolución. Segundo, un cálculo de modelo óptico renormalizando el potencial real en un factor 0.6. Tercero, un cálculo de canales acoplados usando potenciales diagonales y de acoplamiento sin renormalizar. Los potenciales imaginarios se toman proporcionales a los potenciales de convolución. La intensidad de estos (N_i) se toma como

Tabla 20 . Potenciales para el sistema ${}^7\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ a diferentes energías.

E(MeV)	12.2	14.2	16.3	18.3	19.0	20.3	34.0
Real	0.60	0.55	1.25*	0.59	0.54	1.13*	0.39
Imag.	0.96	0.80	0.66*	0.25	0.33	0.19*	0.51

* La difusividad del potencial imaginario es muy pequeña. Los números son los cocientes entre los potenciales fenomenológicos y el potencial de convolución evaluados a la distancia de absorción fuerte.

Tabla 21 . Potenciales para el sistema ${}^7\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ a diferentes energías.

E(MeV)	12.0	14.0	16.0	18.0	20.0	28.0	30.0	50.6	73.7	99.0
Real	0.83	0.75	0.87	0.83	0.67	0.54	0.74	0.59	0.57	0.58
Imag.	1.24	0.49	0.56	0.42	0.26	0.07	0.32	0.69	0.65	0.63

Los números son los cocientes entre los potenciales fenomenológicos y el potencial de convolución evaluados a la distancia de absorción fuerte.

parámetro ajustable para reproducir las secciones eficaces experimentales con el cálculo de canales acoplados. El mismo potencial imaginario se usa para los cálculos de modelo óptico.

A elevadas energías en ${}^6\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$, se encuentra que los cálculos de canales acoplados y los cálculos de modelo óptico usando potenciales renormalizados están en buen acuerdo con los datos experimentales y entre ellos, para $N_i = 0.6$. Debe destacarse que este es el mismo valor que se usó para ${}^7\text{Li} + {}^{40,48}\text{Ca}$ a 89 MeV. Debe indicarse que las fases de oscilación se reproducen bien (Fig. 10). El cálculo sin renormalización está en total desacuerdo con los datos experimentales. Conforme se consideran energías más bajas, se encuentra que las secciones eficaces de los cálculos de canales acoplados no dependen mucho del valor de N_i . Por ello, se fijó $N_i = 0.6$ a todas las energías. El acuerdo con los datos experimentales es aceptable, tanto para ${}^6\text{Li}$ (Fig. 11) como para ${}^7\text{Li}$ (Fig. 12), considerando que los errores experimentales son grandes, excepto para ${}^7\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ a 20.3 MeV. Más importante, desde nuestro punto de vista, es el acuerdo de los cálculos de canales acoplados con los cálculos con renormalización. Esto parece indicar que el efecto del acoplamiento a los estados excitados de ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ es una renormalización del potencial real por un factor próximo a 0.6 a todas las energías estudiadas. En la dispersión de ${}^7\text{Li}$ por ${}^{58}\text{Ni}$ a 20.3 MeV, en la que se dispone de datos experimentales precisos [94]. Se ha estudiado el efecto de

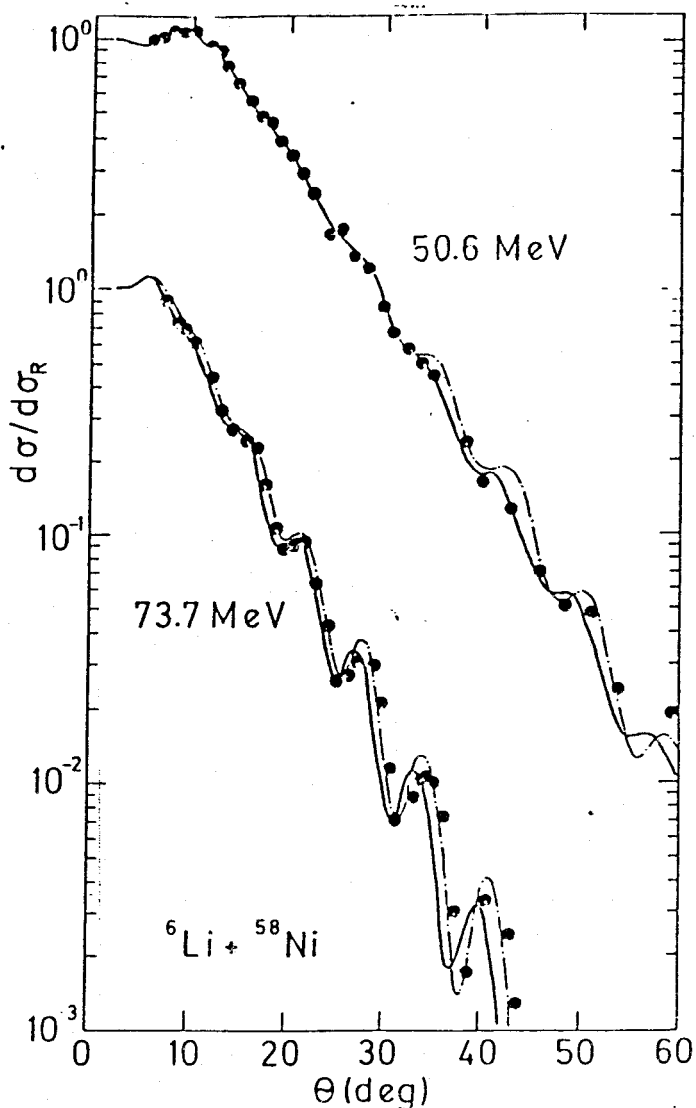


Figura 10 : Secciones eficaces elásticas del ${}^6\text{Li}$ sobre ${}^{58}\text{Ni}$ a 50.6 y 73.7 MeV.

La curva continua representa el cálculo en canales acoplados y la discontinua el cálculo en un canal con el potencial de convolución renormalizado por un factor de 0.6. Los cálculos en un canal con los potenciales de convolución sin renormalizar no se representan porque discrepan totalmente de los datos experimentales.

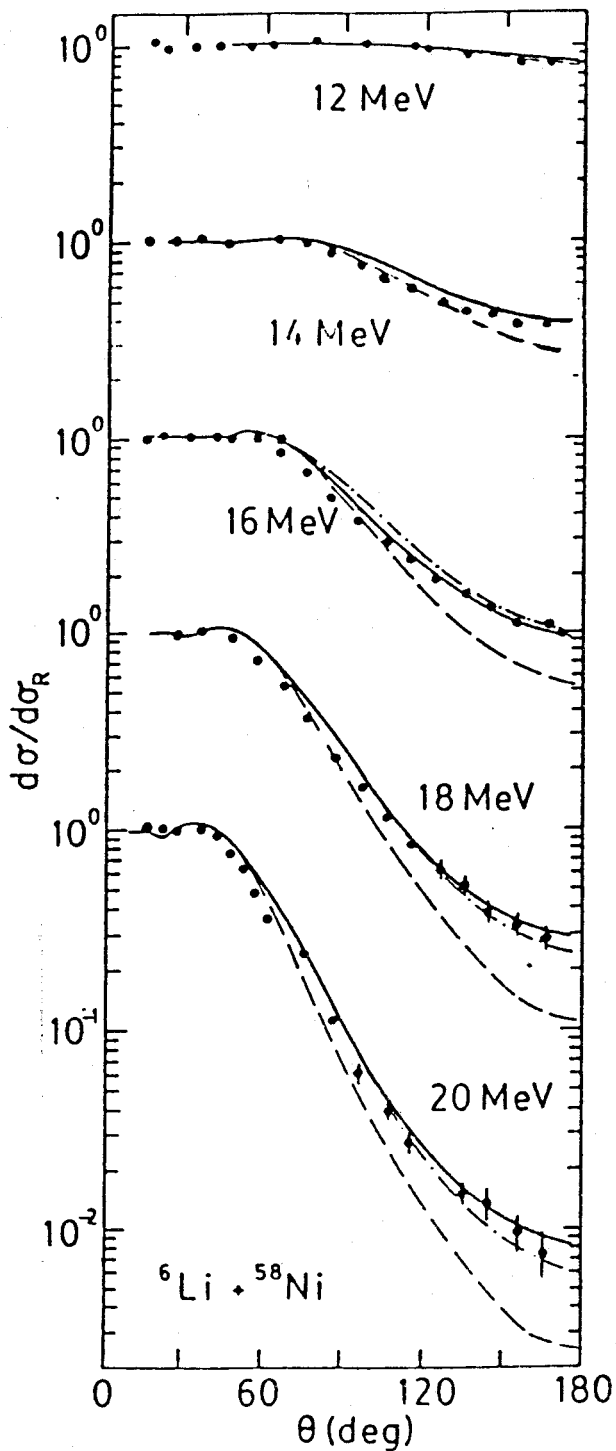


Figura 11 : Secciones eficaces elásticas para el ${}^6\text{Li}$ sobre ${}^{58}\text{Ni}$ a 12, 14, 16, 18, 20 MeV.

La curva discontinua representa el cálculo, sin renormalización, en un solo canal. El resto como en la Fig. 10.

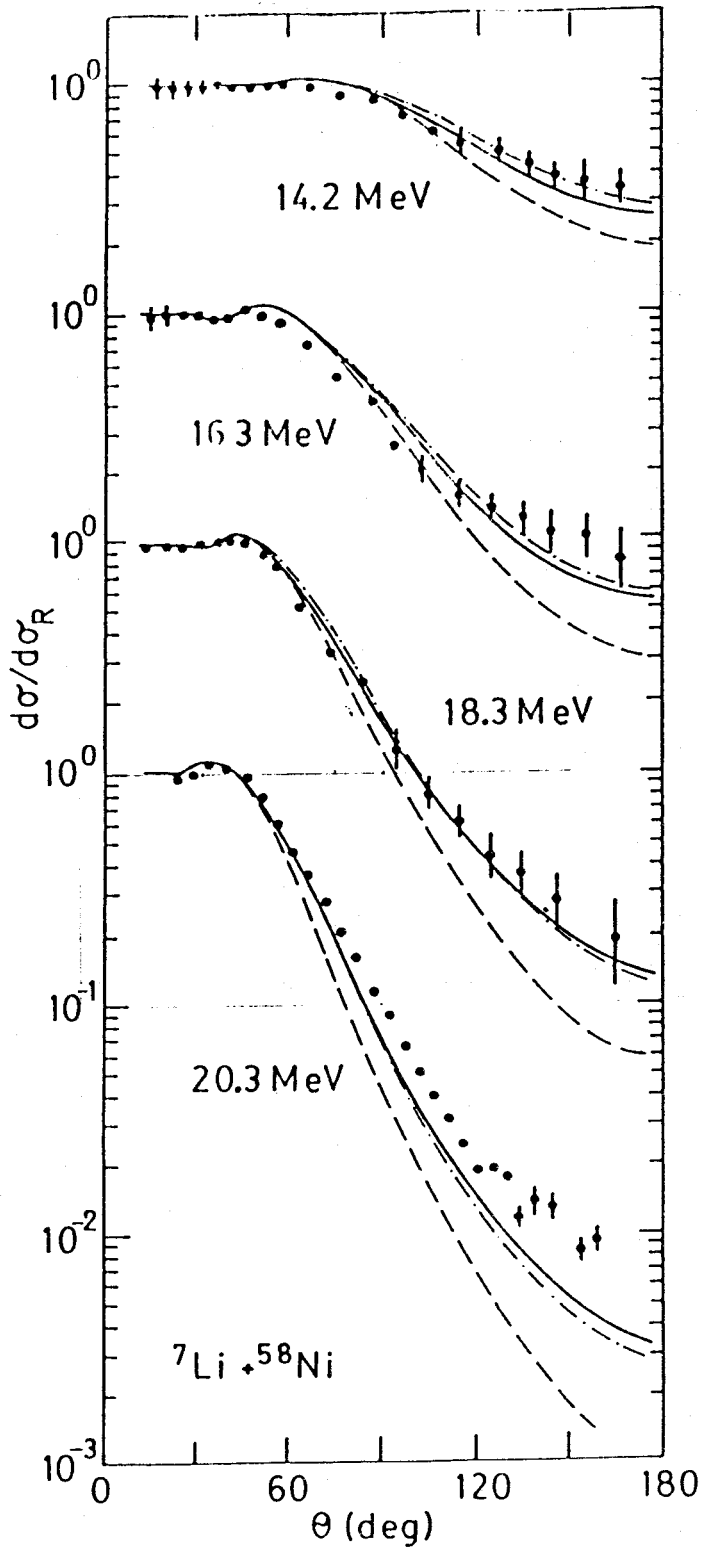


Figura 12 : Secciones eficaces elásticas para el ${}^7\text{Li}$ sobre ${}^{58}\text{Ni}$ a 14.2, 16.3, 18.3, 20.3 MeV.

La notación es igual que en la Fig. 11

modificar el parámetro N_i . El efecto es pequeño en general, y no mejora el acuerdo con los datos experimentales cuando N_i se reduce desde el valor 0.6. No se ha considerado un incremento de N_i , porque cabe esperar que el potencial imaginario decrezca conforme la energía decrece, ya que hay menos canales de excitación accesibles. Se encuentra que, para mejorar el acuerdo con los datos experimentales, es necesario modificar la geometría del potencial imaginario.

A energías cercanas a la barrera de Coulomb (15 MeV), la conducta de las secciones eficaces es peculiar: Empiezan a separarse de la sección eficaz de Rutherford a ángulos menores que los que predicen los tres cálculos aquí realizados. Anomalías similares han sido expuestas en [98] para $^{16}_0 + ^{208}_{\text{Pb}}$ cerca de la barrera. En el caso de $^{6,7}_{\text{Li}} + ^{58}_{\text{Ni}}$, se necesitan datos más precisos antes de llegar a alguna conclusión. Sería interesante, cuando se disponga de datos experimentales precisos a diversas energías, aplicar las relaciones de dispersión [99] a estas reacciones.

Se encuentra en los cálculos de canales acoplados que el efecto del estado $5/2^-$ es siempre pequeño. En $^6_{\text{Li}}$, para energías mayores de 20 MeV, la separación entre las resonancias 3^+ , 2^+ y 1^+ puede ignorarse. Como los elementos de matriz de acoplamiento no dependen del espín, el sistema de ecuaciones acopladas que describe el estado

fundamental (1^+) y las resonancias 3^+ , 2^+ y 1^+ , se reduce a un sistema equivalente que incluye un estado 0^+ como fundamental y una resonancia 2^+ situada en el centroide del triplete. Los elementos de matriz entre estos nuevos estados, $\langle L || 0_\lambda || L' \rangle$, pueden determinarse por la siguiente expresión (Véase Apéndice 2):

$$\langle J || 0_\lambda || J' \rangle = \langle L || 0_\lambda || L' \rangle \sqrt{(2J+1)(2J'+1)} W(L S \lambda J'; J L') \quad (3.3.1)$$

Nótese que el espín S es una constante del movimiento en este caso. Este cálculo está publicado en [91]. Los datos experimentales se han tomado de [94-97].

3.4. Potencias de análisis tensorial en reacciones inducidas por ${}^7\text{Li}$.

Las potencias de análisis tensorial (PAT) [100-101] son magnitudes que describen el efecto de usar proyectiles polarizados para inducir reacciones nucleares. Se definen de la siguiente forma [102]:

$$T_{Kq}(I \rightarrow I') = \frac{\sum_{M M' M''} A(IM \rightarrow I'M') A(IM'' \rightarrow I'M')^* (-1)^{I-M''} \begin{pmatrix} I & K & I \\ -M'' & q & M \end{pmatrix} \sqrt{(2K+1)(2I+1)}}{\sum_{M M'} |A(IM \rightarrow I'M')|^2} \quad (3.4.1)$$

donde $A(IM \rightarrow I'M')$ es la amplitud de transición, para un ángulo de dispersión determinado, desde el estado I en el subestado magnético M al estado I' en el subestado M' . Se considera que el blanco es inerte y de espín cero. El sistema de coordenadas se toma siguiendo la convención de Madison [100], que sitúa el eje Z en la dirección del haz incidente

y el eje Y perpendicular al plano de la reacción, en la dirección de $(\underline{K}_i \times \underline{K}_f)$. Algunas propiedades de las PAT se dan en [103].

Se han obtenido en los últimos años datos experimentales para la dispersión de ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ polarizados en Heidelberg [104]. En particular, la dispersión ${}^7\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ a 20.3 MeV ha suscitado mucho interés, y varios grupos han realizado cálculos teóricos para este sistema.

Fick y otros [105] interpretan las PAT de orden dos en términos del "Modelo del Efecto de la Forma". Ellos encuentran que las PAT de rango dos son consistentes con la deformación de ${}^7\text{Li}$, de forma que pueden ser reproducidas en cálculos que usan potenciales ópticos deformados. Sin embargo, no pudieron explicar las PAT de rango uno como efecto de potenciales de espín-órbita. De hecho, se obtiene el signo cambiado.

Petrovich y otros [113] realizaron un cálculo usando potenciales microscópicos nucleón-nucleón, que incluyen todos los términos dependientes del espín. Ellos usan una descripción de modelo de Capas para ${}^7\text{Li}$. Los distintos términos de los potenciales núcleo-núcleo se obtienen mediante convolución. Este potencial se multiplica por un factor complejo, y se realizan cálculos que incluyen sólo el estado fundamental. Ellos reproducen las PAT de rango dos, pero no las de rango uno.

Nishioka y otros [106, 109], y Onishi y otros [110, 111] realizaron cálculos similares usando una descripción

de "Cluster" de ${}^7\text{Li}$ como alfa más tritón. Ellos toman los potenciales ópticos del blanco con los fragmentos del proyectil y, mediante convolución, obtienen los distintos términos del potencial núcleo-núcleo. Sus cálculos muestran que la inclusión del acoplamiento a estados excitados es esencial para explicar los valores de las PAT de rango uno. Nishioka y otros [108] encuentran que la parte tensorial de la interacción núcleo-núcleo es la más importante, tanto para las PAT de rango dos como para las de orden uno. De hecho, las PAT de rango uno son más un efecto de segundo orden de la parte tensorial de la interacción que un efecto de primer orden de la interacción espín-órbita. Onishi y otros [111] expresan las PAT en términos de amplitudes invariantes, discutiendo el efecto de acoplamiento cuadrupolar de segundo orden en los distintos observables.

En este trabajo también se ha realizado un cálculo de las PAT para la reacción ${}^7\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ a 20.3 MeV, usando el mismo potencial que en la sección anterior (Fig. 13). Las PAT de rango dos se sobreestiman en un factor 1.5 a ángulos grandes. Las PAT de rango uno se reproducen cuando se realiza el cálculo completo de canales acoplados. Se encuentra, de acuerdo con [47] y [50], que es necesario incluir el acoplamiento a estados excitados para reproducir las PAT de rango uno. La inclusión de este acoplamiento no afecta mucho a las PAT de rango dos. Si el cálculo de canales acoplados se realiza con potenciales de acoplamiento reales,

las PAT de rango dos no se afectan apenas; pero las PAT de rango uno se reducen drásticamente, perdiéndose el acuerdo con los datos experimentales. Así, parece que las PAT de orden uno son muy sensibles a la fase del potencial de acoplamiento, mientras que las de rango dos no lo son.

Se ha estudiado también la dispersión de ${}^7\text{Li}$ por ${}^{120}\text{Sn}$ a 44 MeV. Los potenciales se calculan mediante convolución de la interacción dada en (3.2) y se multiplican por un factor $1 + 0.6 i$. Se reproducen adecuadamente las secciones eficaces elástica e inelástica (Fig. 14). Sin embargo, se sobreestiman las PAT de rango dos en un factor dos a ángulos grandes. Esto parece ser contradictorio, ya que tanto la sección eficaz inelástica como las PAT de rango dos se producen por la deformación cuadrupolar del potencial núcleo-núcleo. Parece ser que esta deformación es suficiente para explicar la excitación inelástica, pero excesiva para reproducir las PAT experimentales.

Esta discrepancia puede deberse a que la geometría de los potenciales no es la adecuada. En particular, la elección de la misma geometría para los potenciales reales e imaginarios puede no ser aceptable. Nótese que la sección eficaz inelástica depende, en primer orden, del cuadrado de la amplitud cuadrupolar; mientras que las PAT de rango dos provienen de la interferencia de las amplitudes cuadrupolar y monopolar, y, por ello, pueden ser más sensibles a detalles en la geometría de los potenciales (Véase Apéndice 1).

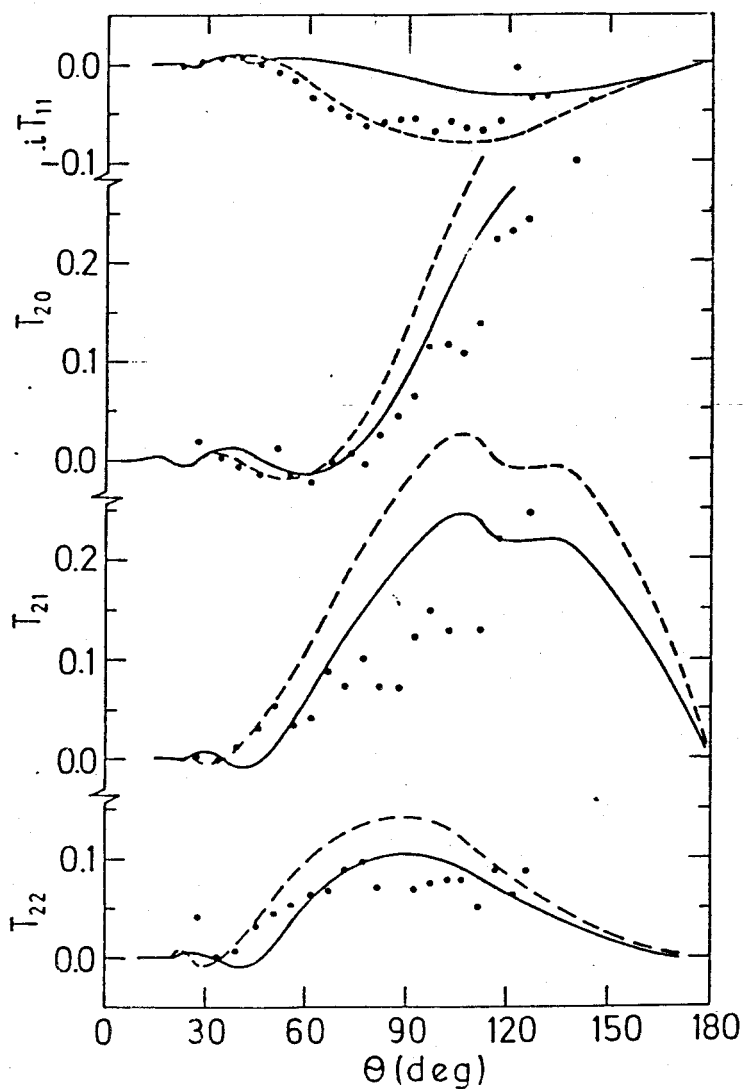


Figura 13 : Potencia\$ del análisis tensorial para el sistema ${}^7\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ a 20.3 MeV.

La curva continúa corresponde al resultado de los cálculos en canales acoplados utilizando los potenciales de acoplamiento reales. La curva discontinua corresponde al cálculo en canales acoplados usando los potenciales de acoplamiento complejos.

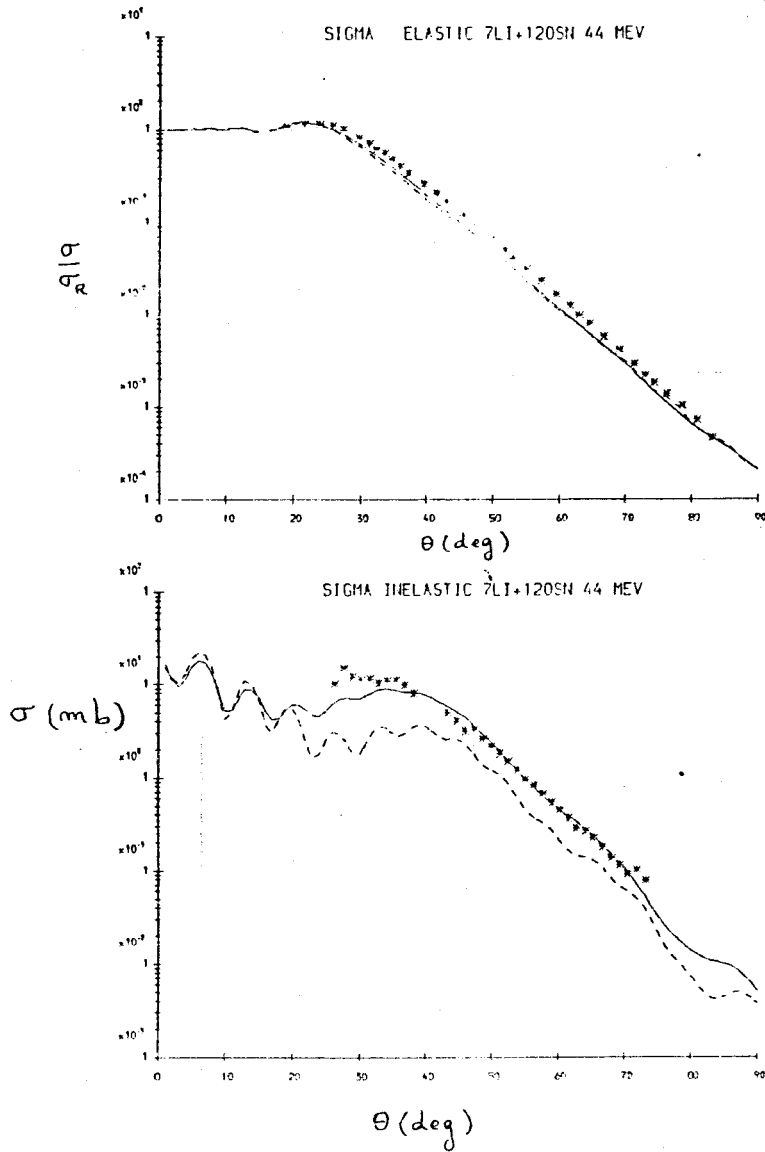


Figura 14 : Secciones eficaces elásticas e inelásticas para el sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ a 44 MeV.

La curva continua corresponde al resultado del cálculo en canales acoplados con potenciales de acoplamiento complejos y la discontinua con los potenciales de acoplamiento reales. Los asteriscos representan los valores experimentales. Las secciones eficaces inelásticas se dan en mb/sr.

Las PAT de rango uno para el canal elástico se reproducen razonablemente, excepto a ángulos grandes, en los que se sobrestiman (Fig. 15). Las PAT de rango dos inelásticas (Fig. 16) se reproducen con los cálculos de canales acoplados; pero también se explican con simples expresiones que se obtienen en la aproximación de Born de onda plana (Ver apéndice 1). Las PAT de rango uno inelásticas no se reproducen (Fig. 16).

Cuando el cálculo se realiza con potenciales de acoplamiento reales, la sección eficaz elástica no se modifica apenas. La sección eficaz inelástica a pequeños ángulos se reduce, debido en parte a la reducción de la intensidad del potencial de acoplamiento y en parte a la interferencia destructiva del potencial de acoplamiento nuclear con el potencial de acoplamiento coulombiano. Las PAT de rango dos elásticas no se modifican mucho, persistiendo la discrepancia con los datos experimentales. Las PAT de rango dos inelásticas tampoco se modifican apreciablemente, siendo esto consistente con el hecho de que estas magnitudes son, en primer orden, independientes del potencial de acoplamiento. Las PAT de rango uno inelásticas se reducen, empeorando aún más el acuerdo con los datos experimentales.

El efecto de las PAT de rango uno elásticas es interesante. Los valores de iT_{11} son oscilantes, hasta un cierto ángulo en que se hacen negativas (ángulo de corte). Cuando

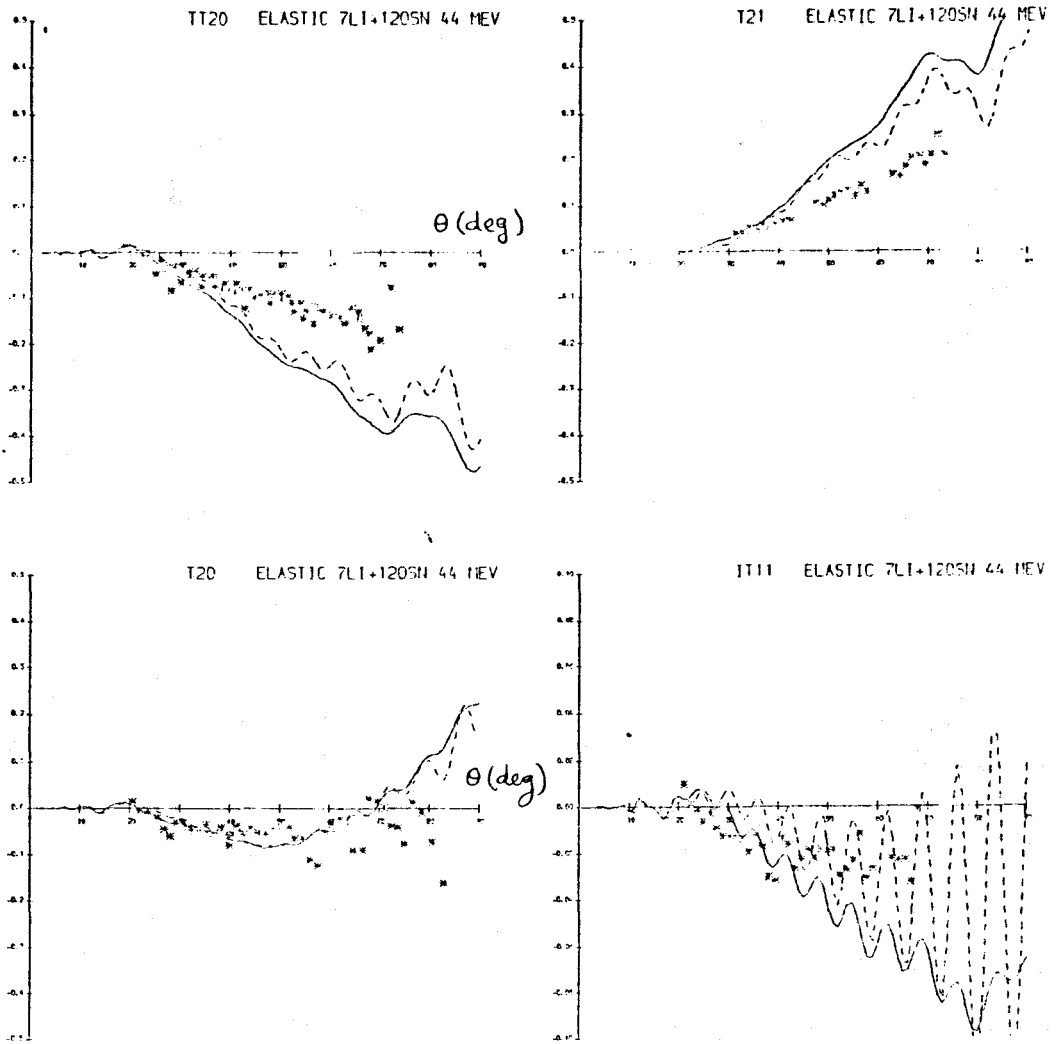


Figura 15 : Potencias del análisis tensorial elástico para el sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ a 44 MeV.

La notación es la misma que en la Fig. 14.

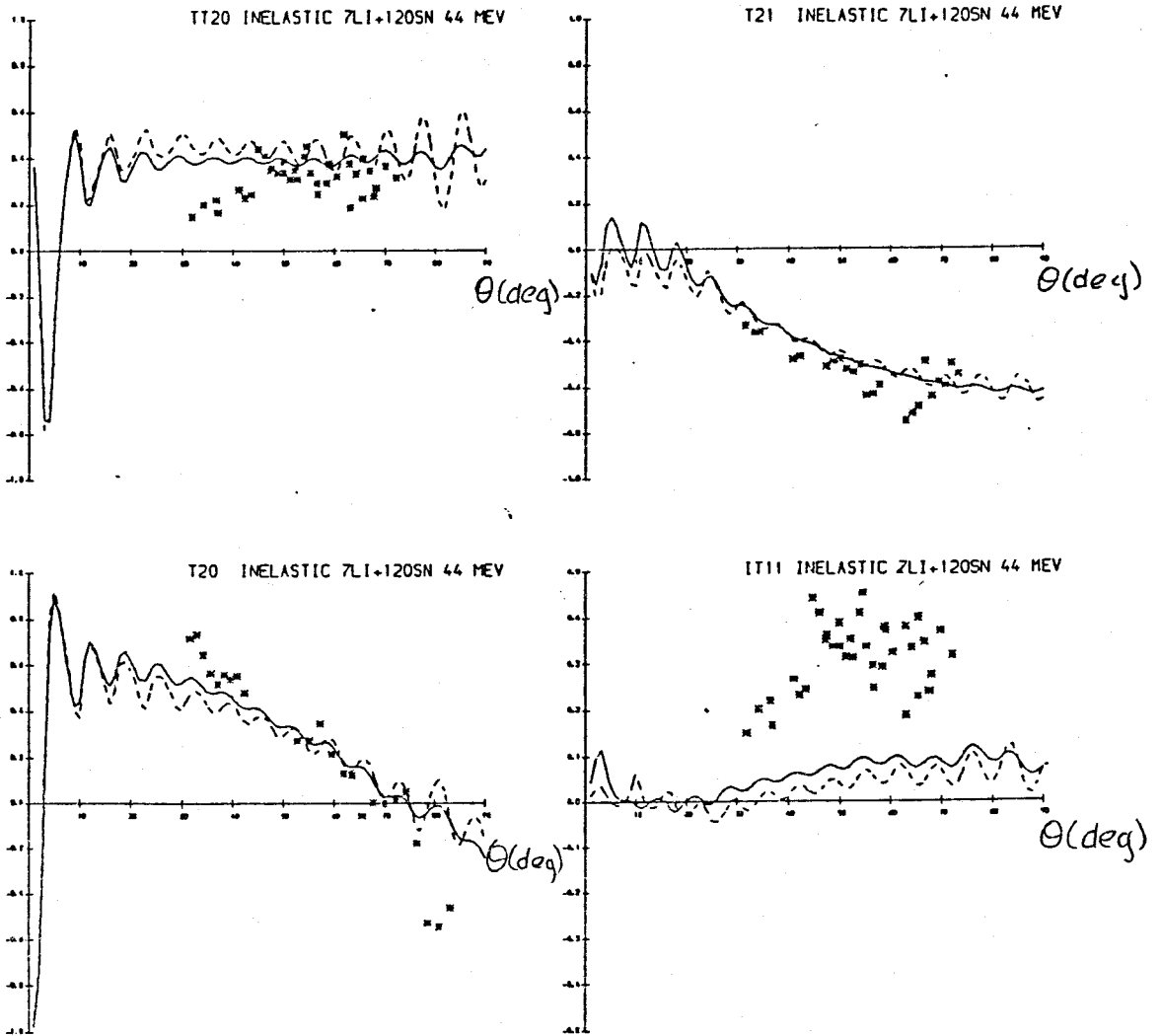


Figura 16 : Potencias del análisis tensorial inelástico para el sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ a 44 MeV.

La notación es la misma que en la Fig. 15.

el cálculo se realiza con potenciales de acoplamiento reales, el ángulo de corte es 34 grados; mientras que, cuando el cálculo se realiza con potenciales de acoplamiento complejos, este ángulo es 28 grados. El valor experimental es de unos 24 grados. Este efecto se entiende más claramente usando la aproximación de Born de onda distorsionada en segundo orden, quitando el acoplamiento coulombiano. Si el cálculo se realiza con potenciales de acoplamiento reales, el ángulo de corte es 50 grados; mientras que si el acoplamiento real y el imaginario son iguales, este ángulo es 30 grados. Esto indica que el ángulo de corte depende críticamente de la fase del potencial de acoplamiento, y, en primer orden, no depende de la intensidad del acoplamiento. Sería interesante estudiar la dependencia de este ángulo de corte con detalles de la geometría de los potenciales. Si esta dependencia es pequeña, y se considera el efecto de potenciales espín-órbita, el ángulo de corte puede ser una medida experimental bastante directa de la fase del potencial de acoplamiento. El presente análisis podría indicar que la razón del potencial de acoplamiento imaginario al real, en la cola del potencial, es incluso mayor que el valor 0.6 usado en este trabajo.

Esta dispersión ha sido también estudiada por Windham y otros [115] usando una descripción de "Cluster" de ${}^7\text{Li}$. Las PAT de rango dos elásticas se reproducen satisfactoriamente, así como la sección eficaz inelástica. Sin embargo,

este cálculo infraestima las PAT elásticas e inelásticas de orden uno. El ángulo de corte en iT_{11} es similar al obtenido en el presente trabajo. De la comparación de los datos experimentales con ambos cálculos se concluye que, para reproducir simultáneamente las secciones eficaces inelásticas y las PAT de rango dos elásticas, la geomtería de los potenciales diagonales y de acoplamiento, obtenida en una descripción de "Cluster", es más adecuada que la usada en este trabajo. El ángulo de corte para iT_{11} parece ser independiente del modelo usado. Las PAT de rango uno inelásticas no se reproducen en ninguno de los cálculos.

Este cálculo ha sido presentado en [92].

IV. POTENCIALES DE ACOPLAMIENTO COMPLEJOS

El uso de potenciales de acoplamiento complejos en cálculos de canales acoplados es muy común. Para excitaciones colectivas superficiales, el procedimiento normal es asumir que tanto el potencial óptico real como el imaginario están deformados, generalmente usando el mismo parámetro de deformación. Los factores de forma de acoplamiento se obtienen como la derivada del potencial. En núcleos descritos en el modelo de "Cluster", los potenciales diagonales y de acoplamiento se obtienen convolucionando el potencial óptico del blanco con los fragmentos del proyectil. Como estos potenciales son complejos, tanto los potenciales diagonales núcleo-núcleo como los de transición serán igualmente complejos.

Las secciones eficaces inelásticas experimentales no determinan la fase del potencial de acoplamiento, ya que, en primer orden, la sección eficaz inelástica depende sólo del módulo del potencial de acoplamiento. Sólo la interferencia entre las amplitudes nuclear y coulombiana es diferente para los potenciales de acoplamiento real e imaginario. Sin embargo, en experiencias realizadas con proyectiles polarizados hay diferencias muy importantes dependientes de la fase del potencial de acoplamiento, como se ha visto antes. Además, los efectos de canales acoplados en la sección eficaz elástica también dependen críticamente de la fase del potencial de acoplamiento.

En este capítulo se estudia porqué el uso de potenciales de acoplamiento complejos es importante para el canal elástico y cuál es el origen de este potencial de acoplamiento complejo

4.1. Efecto de los potenciales de acoplamiento complejos.

Kamimura y otros [13] han mostrado que el Potencial de Polarización Dinámica (PPD) depende mucho de la fase del potencial de acoplamiento. Ellos encuentran que, cuando los potenciales de acoplamiento son reales, el PPD para dispersión a altas energías es principalmente imaginario. Sin embargo, conforme se incrementa la parte imaginaria del potencial de acoplamiento, la parte real del PPD, que es repulsiva, se hace más importante.

Esto se puede explicar muy sencillamente. El PPD debido al acoplamiento a un estado excitado puede expresarse como sigue:

$$V(\text{pol}) = V_{oe} g_e^+ V_{eo} \quad (4.1.1)$$

donde V_{oe} , y V_{eo} son los potenciales de acoplamiento y g_e^+ es el propagador para el estado excitado. Si la energía relativa de los núcleos colisionantes es mucho mayor que la energía de excitación del estado excitado, la contribución del polo en el propagador es dominante, y el propagador es principalmente imaginario. Así, puede escribirse:

$$g_e^+ \approx -i |g_e^+| \quad (4.1.2)$$

Si el potencial de acoplamiento es real, o, en general, si el potencial de acoplamiento del estado fundamental al excitado y el potencial de acoplamiento del estado excitado al fundamental son complejos conjugados, el PPD es principalmente imaginario:

$$V(\text{pol}) = -i |V_{oe}|^2 |g_e^+| \quad (4.1.3)$$

Nótese que el signo es el adecuado para un potencial absorbente. Si se introduce un factor complejo en el potencial de acoplamiento, se tiene:

$$V_{oe} = V_{eo} = (N_r + i N_i) |V_{oe}| \quad (4.1.4)$$

$$V(\text{pol}) = ((2 N_r N_i) - i (N_r^2 - N_i^2)) |V_{oe}|^2 |g_e^+|$$

De este modo, se observa que el PPD depende del cuadrado del potencial de acoplamiento. Cuando la dispersión se

produce a altas energías, el propagador es principalmente imaginario. Esto hace que un potencial de acoplamiento real produzca un PPD imaginario; mientras que un potencial de acoplamiento complejo, cuyas partes real e imaginaria son iguales, producirá un PPD real y repulsivo.

La misma idea de sacar un factor de fase de los potenciales de acoplamiento se usa en el Apéndice 1 para explicar las PAT. Debe indicarse que tanto el PPD como las PAT de primer orden se obtienen como efectos de segundo orden del potencial de acoplamiento, de manera que ambas magnitudes dependen del cuadrado de la fase del potencial de acoplamiento.

4.2 Origen de los potenciales de acoplamiento complejos.

El uso de potenciales de acoplamiento que forman una matriz no hermítica hace que el Hamiltoniano mismo no sea hermítico. El origen de estos potenciales de acoplamiento no hermíticos es el mismo que el de la parte imaginaria de los potenciales diagonales: Hay canales accesibles en energía que no han sido incluidos explícitamente en el cálculo de canales acoplados, de forma que el flujo en los canales incluidos explícitamente no se conserva. Esto se puede ilustrar con un ejemplo sencillo. Considérese un núcleo con tres estados internos $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, que sufre un proceso de dispersión. La función de onda total puede expresarse de la siguiente forma:

$$|\Psi\rangle = X_1(R) |1\rangle + X_2(R) |2\rangle + X_3(R) |3\rangle \quad (4.2.1)$$

donde los coeficientes $X_i(R)$ se obtienen como la solución de un sistema de canales acoplados:

$$(E - H_1) X_1 = V_{12} X_2 + V_{13} X_3 \quad (4.2.2)$$

$$(E - H_2) X_2 = V_{21} X_1 + V_{23} X_3$$

$$(E - H_3) X_3 = V_{31} X_1 + V_{32} X_2$$

donde E es la energía total, $V_{ij}(R)$ son los potenciales de acoplamiento y H_i es el Hamiltoniano del canal i , que es la suma de la energía cinética (T), el potencial diagonal (V_i) y la energía interna (e_i):

$$H_i = T + V_i + e_i \quad (4.2.3)$$

Nótese que el sistema (4.2.2) debe resolverse con las condiciones de contorno adecuadas, de forma que en el canal $|1\rangle$ hay flujo entrante y saliente; mientras que en $|2\rangle$ y $|3\rangle$ sólo hay ondas salientes para R suficientemente grande.

Si estos estados son los únicos accesibles, el Hamiltoniano debe ser hermítico. Por ello, los potenciales diagonales han de ser reales y los potenciales de acoplamiento hermíticos

$$V_i = V_i^* \quad ; \quad V_{ij} = V_{ji}^* \quad (4.2.4)$$

Ahora se estudia el efecto de suprimir una referencia explícita al canal $|3\rangle$. Si se define el propagador de la forma usual [116]:

$$g_3^+ = 1 / (E + i\epsilon - H_3) \quad (4.2.5)$$

puede eliminarse el tercer canal en (4.2.2) obteniéndose:

$$\begin{aligned} (E - H_1) X_1 &= V_{12} X_2 + V_{13} g_3^+ V_{31} X_1 + V_{13} g_3^+ V_{32} X_2 \\ (E - H_2) X_2 &= V_{21} X_1 + V_{23} g_3^+ V_{31} X_1 + V_{23} g_3^+ V_{32} X_2 \end{aligned} \quad (4.2.6)$$

Así, el efecto de excluir un canal produce un potencial adicional no sólo en los potenciales diagonales de los canales restantes, sino también en los potenciales de acoplamiento. Si el canal ignorado no es accesible en energía, el propagador es real, y los potenciales adicionales, o Potenciales de Polarización Dinámica (PPD), también son reales. Sin embargo, si el canal ignorado es accesible en energía, tanto el propagador como los PPD son complejos. Los potenciales de acoplamiento del sistema (4.2.6) ya no son hermíticos:

$$V_{13} g_3^+ V_{32} \neq (V_{23} g_3^+ V_{31})^* \quad (4.2.7)$$

En general, el efecto de excluir un conjunto de estados excitados es generar un Potencial de Polarización Dinámica en los estados restantes que puede expresarse como sigue, si se ignora el acoplamiento entre los estados excluidos:

$$V_{if}(\text{pol}) = \sum_n V_{in} g_n^+ V_{nf} \quad (4.2.8)$$

Cabe esperar que el potencial de acoplamiento debido al PPD será importante cuando hay muchos estados acoplados tanto a $|i\rangle$ como a $|f\rangle$ con fases adecuadas. Ello ocurrirá cuando tanto $|i\rangle$ como $|f\rangle$ tengan estructuras internas similares.

4.3. Cálculo adiabático del Potencial de Polarización Dinámico

Aplicando las consideraciones cualitativas de la sección anterior a la dispersión de LHI, parece razonable la inclusión de potenciales de acoplamiento complejos en los cálculos de canales acoplados, ya que los estados considerados tienen estructuras internas similares; de hecho, tienen la misma estructura monoparticular, simetría espacial, espín e isoespín. No obstante, no es evidente a priori cómo es este potencial de acoplamiento imaginario. En el capítulo anterior se asumió que todos los potenciales imaginarios eran proporcionales a los reales, de forma que se han hecho dos suposiciones implícitas sobre los potenciales de acoplamiento imaginarios:

1) Para cualquier par de estados, el potencial de acoplamiento imaginario viene dado por un factor de forma fijo que multiplica al elemento de matriz cuadrupolar de materia.

2) La razón entre el factor de forma cuadrupolar real y el potencial monopolar real es la misma que la razón entre las magnitudes imaginarias correspondientes. En otras palabras, los parámetros de deformación real e imaginario son los mismos.

En esta sección se realiza un cálculo aproximado del PPD en el límite adiabático para estudiar la validez de estas suposiciones.

El PPD puede expresarse, hasta segundo orden, como sigue:

$$V(\text{pol})_{if}(\underline{R}, \underline{R}') = \sum_n V_{in}(\underline{R}) g_n^+(\underline{R}, \underline{R}') V_{nf}(\underline{R}) \quad (4.3.1)$$

Los potenciales de transición se obtienen como elementos de matriz de la interacción entre estados intrínsecos de los núcleos

$$V_{in}(\underline{R}) = \langle i | V(\underline{R}, \xi) | n \rangle \quad (4.3.2)$$

$$V_{nf}(\underline{R}') = \langle n | V(\underline{R}', \xi') | f \rangle$$

La aproximación adiabática en este caso consiste en asumir que se puede extraer un propagador promedio de la suma (4.3.1). Esto es equivalente a ignorar la diferencia de energía de los estados intermedios. Así, puede escribirse:

$$V(\text{pol})_{if}(\underline{R}, \underline{R}') = g(\underline{R}, \underline{R}') \langle i | V(\underline{R}, \xi) \left(\sum_n |n\rangle \langle n| \right) V(\underline{R}', \xi') | f \rangle \quad (4.3.3)$$

La suma se extiende a todos los estados, excepto $|i\rangle$ y $|f\rangle$. Usando la completitud de los estados internos se tiene:

$$\sum_n |n\rangle \langle n| = \delta(\xi - \xi') - |i\rangle \langle i| - |f\rangle \langle f| \quad (4.3.4)$$

Sustituyendo (4.3.4) en (4.3.3) se encuentra:

$$V(\text{pol})_{if}(\underline{R}, \underline{R}') = g(\underline{R}, \underline{R}') \langle i | (V(\underline{R}', \xi) V(\underline{R}, \xi) - V_{ii}(\underline{R}) V(\underline{R}', \xi) - V(\underline{R}, \xi) V_{ff}(\underline{R}')) | f \rangle \quad (4.3.5)$$

Si se supone que la no-localidad es pequeña comparada con la dimensión característica de los potenciales, puede sustituirse \underline{R} y \underline{R}' por su valor medio. Puede considerarse que esta aproximación será válida cuando el producto

de la difusividad del potencial y el momento del movimiento relativo es mayor que \hbar . Para una difusividad típica de 0.6 fm, se encuentra que la energía por encima de la barrera de Coulomb debe ser $50/Ar$ MeV, siendo Ar la masa reducida. Para reacciones inducidas por ${}^6,7\text{Li}$, cabe esperar que esta aproximación sea razonable por encima de 25 MeV. Así, se tiene:

$$V(\text{pol})_{if}(\underline{R}, \underline{R}') = g(\underline{R}, \underline{R}') f(\text{pol})_{if}(\underline{R}) \quad (4.3.6)$$

$$f(\text{pol})_{if}(\underline{R}) = \langle i | (V(\underline{R}, \underline{\xi}) - (V_{ii}(\underline{R}) + V_{ff}(\underline{R}))V(\underline{R}, \underline{\xi})) | f \rangle$$

Si la interacción $V(\underline{R}, \underline{\xi})$ se obtiene como la suma de interacciones nucleón-nucleón, como en (3.1.6), el potencial de polarización se obtiene en función de las densidades como sigue:

$$f(\text{pol})_{if}(\underline{R}) = \int d\underline{r}_1 d\underline{r}_2 \rho_0(\underline{r}_1) \rho_{if}(\underline{r}_2) \cdot \quad (4.3.7)$$

$$(v(s)^2 - (V_{ii}(\underline{R}) + V_{ff}(\underline{R}))v(s) / A_1 A_2)$$

siendo $v(s)$ la interacción nucleón-nucleón. Si las densidades de transición para los estados considerados pueden expresarse como el producto de una función fija por un factor que indica la intensidad de acoplamiento, entonces tanto los potenciales de convolución como los Potenciales de Polarización Dinámica pueden expresarse como el producto de factores de forma por la intensidad del acoplamiento. Los factores de forma monopolar y cuadrupolar del PPD pueden expresarse como sigue:

$$f(\text{pol})(\lambda=0)(R) = (V_f(\lambda=0, v^2) - (V_f(\lambda=0, v))^2 / A_1 A_2) \quad (4.3.8)$$

$$f(\text{pol})(\lambda=2)(R) = (V_f(\lambda=2, v^2) - 2 V_f(\lambda=0, v) V_f(\lambda=2, v) / A_1 A_2)$$

donde $V_f(\lambda, v)$ es el potencial de convolución de la interacción $v(s)$ con las densidades de multipolaridad λ ; mientras que $V_f(\lambda, v^2)$ es el correspondiente a usar el cuadrado de la interacción, $[v(s)]^2$.

La geometría de las diferentes componentes multipolares del PPD será, en general, diferente de la del potencial de convolución. Sin embargo, la intensidad relativa del acoplamiento de diferentes pares de estados es la misma en ambos casos, si todos los estados tienen la misma estructura monoparticular. Puede verse también, en la Tabla 22, que en el caso de ${}^7\text{Li} + {}^{40}\text{Ca}$, la razón de la componente cuadrupolar y la componente monopolar del PPD no es muy diferente de la razón de la componente cuadrupolar y monopolar del potencial de convolución. Nótese que esta razón, en el caso del PPD, no depende del valor del propagador promedio.

Así, se encuentra que las dos suposiciones enunciadas al comienzo de esta sección son razonables cualitativa y cuantitativamente. Sin embargo, el uso de la misma geometría para los potenciales reales e imaginarios no está justificado.

En el Apéndice 2 se hace un tratamiento general de la expansión multipolar del potencial de polarización.

Tabla 22 . Cociente entre los potenciales cuadripolares y los monopulares para el sistema ${}^7\text{Li} + {}^{40}\text{Ca}$.

	r=6 fm	r=7 fm	r=8 fm	r=9 fm
Convolución	.23	.35	.46	.56
D.P.P	.28	.42	.56	.70

5. CONCLUSIONES

1. - La estructura de los Iones Poco Pesados puede entenderse en el marco de una descripción monoparticular, asumiendo que el tablero de Young que caracteriza la simetría espacial es un buen número cuántico. Los espectros son consistentes con una interacción residual de dos cuerpos diagonal en el Esquema de Supermultipletes. La interacción residual puede obtenerse como elementos de matriz de un potencial nucleón-nucleón similar a otros en la bibliografía.

2. - Los factores espectroscópicos de una partícula calculados están de acuerdo con cálculos más sofisticados de acoplamiento intermedio. El canal de decaimiento de las resonancias puede predecirse como la partición más favorable en energía que es compatible con la simetría espacial de la resonancia.

3. - Los elementos de matriz cuadrupolares calculados en una descripción monoparticular deben ser renormalizados por un factor cercano a dos para obtener los momentos cuadrupolares y probabilidades de transición eléctricas experimentales. La polarizabilidad dipolar obtenida es menor que los resultados experimentales.

4. - Para reproducir los datos de dispersión elástica de electrones con una distribución de carga para ${}^7\text{Li}$ generada a partir del modelo de capas es preciso usar un potencial monoparticular muy difuso.

5. - La descripción monoparticular con la máxima simetría espacial y la descripción de "Cluster" para Iones Poco Pesados tienen muchos puntos en común. Los elementos de matriz cuadrupolares para los estados de baja energía son proporcionales en ambas descripciones, si se asume que las funciones de onda del movimiento relativo de los "Clusters" son similares a funciones de onda de oscilador armónico.

6. - La renormalización del potencial de convolución para la dispersión elástica de ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ puede evitarse si se considera en un formalismo de canales acoplados la excitación a estados excitados y resonancias. Las resonancias se describen en el modelo de capas y se tratan como estados discretos. La inclusión de potenciales de acoplamiento complejos es esencial para evitar la renormalización.

7. - Los efectos de canales acoplados son consistentes con una renormalización constante del potencial real en un intervalo amplio de energías de dispersión.

8. - Los datos experimentales de ${}^7\text{Li}$ polarizado se explican parcialmente en este formalismo. Las potencias de análisis tensorial de orden uno parecen ser particularmente sensibles a la fase del potencial de acoplamiento, indicando la presencia de un potencial de acoplamiento imaginario importante.

9. - Los potenciales de acoplamiento imaginarios se describen como un efecto de polarización dinámica. Cálculos aproximados muestran que la intensidad del acoplamiento imaginario es proporcional a la del acoplamiento real, y que la razón de la componente cuadrupolar a la componente monopolar en el potencial imaginario es similar a la misma razón en el potencial real.

APENDICE 1. Potencias de análisis tensorial en DWBA

Considérese la dispersión de un proyectil por un blanco inerte de espín cero. Si se tiene en cuenta la estructura interna del proyectil, el Hamiltoniano es:

$$H(\underline{R}, \underline{\xi}) = T + h(\underline{\xi}) + V(\underline{R}, \underline{\xi}) \quad (A1.1)$$

donde T es la energía cinética. $h(\underline{\xi})$ el Hamiltoniano interno del proyectil y $V(\underline{R}, \underline{\xi})$ el potencial de interacción, que consiste en una parte central y una parte de acoplamiento de multipolaridad λ :

$$V(\underline{R}, \underline{\xi}) = V(R) + (O_\lambda(\underline{\xi}) V_\lambda(\hat{R})) \quad (A1.2)$$

El operador $O_\lambda(\underline{\xi})$ actúa sólo en las coordenadas internas:

$$\langle I' M' | O_{\lambda \mu} | I M \rangle = (-1)^{I' - M'} \begin{pmatrix} I' & \lambda & I \\ -M' & \mu & M \end{pmatrix} \langle I' || O_\lambda || I \rangle \quad (A1.3)$$

En principio, $V_0(R)$ y $V_\lambda(\underline{R})$ pueden depender de la velocidad. $V_\lambda(\underline{R})$ es un operador de multipolaridad λ que actúa sobre el movimiento relativo, pero no necesariamente sobre la dirección de \underline{R} . Puede actuar, por ejemplo, sobre la dirección del movimiento relativo.

La parte monopolar del potencial se trata exactamente, y la parte deformada perturbativamente. Si se define:

$$H(\underline{R}, \underline{\xi}) = T + V(R) + h(\underline{\xi}) \quad (A1.4)$$

Puede construirse una base para $H_0(\underline{R}, \underline{\xi})$:

$$(| I M \rangle \otimes | \underline{k}^\pm \rangle)$$

donde el movimiento relativo es descrito por $| \underline{k}^\pm \rangle$, que

corresponde a la onda distorsionada saliente (+) o entrante (-) con momento asintótico \underline{k} . La energía de este estado es:

$$E = \hbar^2/2\mu k^2 + e(I) \quad (A1.5)$$

siendo μ la masa reducida y $e(I)$ la energía interna del estado I.

La amplitud de transición de un estado $|IM\rangle \otimes |\underline{k}^- \rangle$ a un estado $|I'M'\rangle \otimes |\underline{k}^+ \rangle$ puede expandirse hasta segundo orden:

$$A(i \rightarrow f) = A^0(i \rightarrow f) + A^1(i \rightarrow f) + A^2(i \rightarrow f) \quad (A1.6)$$

donde los distintos términos son:

$$A^0(i \rightarrow f) = \delta(I, I') \delta(M, M') \langle \underline{k}_i^- | V(R) | \underline{k}_f^+ \rangle \quad (A1.7)$$

$$A^1(i \rightarrow f) = \sum_{\lambda \mu} \langle IM | O_{\lambda \mu} | I'M' \rangle \langle \underline{k}_i^- | V_{\lambda \mu}^*(R) | \underline{k}_f^+ \rangle$$

$$A^2(i \rightarrow f) = \sum_{I''M''\mu\mu'} \int d\underline{k} \langle IM | O_{\lambda \mu} | I''M'' \rangle \langle I''M'' | O_{\lambda \mu'} | I'M' \rangle \langle \underline{k}_i^- | V_{\lambda \mu}^*(R) | \underline{k}^+ \rangle g(I, k) \langle \underline{k}^+ | V_{\lambda \mu'}^*(R) | \underline{k}_f^+ \rangle$$

siendo el propagador $g(I, k)$ como sigue:

$$g(I, k) = 1/(E + i\varepsilon - \hbar^2 k^2 / 2\mu - e(I)) \quad (A1.8)$$

Pueden definirse las siguientes amplitudes, en función del ángulo de dispersión, usando el sistema de coordenadas de

Madison (100): $A_0 = \langle \underline{k} | V(R) | \underline{k} \rangle \quad (A1.9)$

$$A_1(\lambda \mu) = \langle \underline{k} | V_{\lambda \mu}(R) | \underline{k} \rangle$$

$$A_2(k Q) = \sum_{\mu \mu'} (-1)^{k-Q} \binom{k \lambda \lambda}{-Q \mu \mu'} \int d\underline{k} \langle \underline{k}^- | V_{\lambda \mu}^*(R) | \underline{k}^+ \rangle g(k) \langle \underline{k}^+ | V_{\lambda \mu'}^*(R) | \underline{k}^+ \rangle$$

Para obtener esta expresión, se asume un propagador medio $g(k)$ para todos los estados. En función de estas amplitudes, la expresión (A1.7) puede escribirse como

a continuación se indica:

$$A^0(i \rightarrow f) = \delta(I, I') \delta(M, M') A_0 \quad (A1.10)$$

$$A^1(i \rightarrow f) = \sum_{\mu} (-1)^{I-M} \begin{pmatrix} I & \lambda & I' \\ -M & \mu & M' \end{pmatrix} A_1(\lambda \mu) \langle I || O_{\lambda} || I' \rangle$$

$$A^2(i \rightarrow f) = \sum_{K Q} (-1)^{I-M} \begin{pmatrix} I & K & I' \\ -M & Q & M' \end{pmatrix} A_2(KQ) \langle I || O'_K || I' \rangle$$

donde los elementos de matriz de O'_K son:

$$\langle I || O'_K || I' \rangle = \sum_{I''} \langle I || O_{\lambda} || I'' \rangle \langle I'' || O_{\lambda} || I \rangle (2K+1) w(\lambda \lambda I I'; K I'') \quad (A1.11)$$

Nótese que se ha separado, en las amplitudes de transición de segundo orden, la dependencia de la estructura de los estados internos, que sólo afectan a los elementos de matriz de O'_K . Las potencias de análisis tensorial se formulan en función de estas amplitudes. En la dispersión elástica, si el rango de la PAT es el mismo que la multipolaridad de la deformación del potencial, se tiene una contribución de primer orden:

$$T(\lambda \mu) = \frac{\langle I || O_{\lambda} || I \rangle}{\sqrt{2I+1}} \left(\frac{A_1(\lambda \mu)}{A_0} + (-1)^{\lambda} \frac{A_1(\lambda \mu)^*}{A_0^*} \right) \quad (A1.12)$$

Para otros rangos, las PAT aparecen en procesos de segundo orden. Hay dos tipos de contribuciones de segundo orden: las que vienen de la interferencia entre amplitudes de orden cero y amplitudes de orden dos, y las que vienen de la interferencia de dos amplitudes

de primer orden. Para estas últimas se obtiene la expresión:

$$T(K Q) = W(I I \lambda \lambda; K I) \langle I || 0_{\lambda} || I \rangle^2 \sqrt{(2K+1)/(2I+1)} B(K Q) / |A_0|^2 \quad (A1.13)$$

en donde B(K Q) se define como sigue:

$$B(K Q) = \sum_{\mu \mu'} (-1)^{\lambda - \mu} \begin{pmatrix} \lambda & K & \lambda \\ -\mu & Q & \mu \end{pmatrix} A_1(\lambda \mu) A_1^*(\lambda \mu') \quad (A1.14)$$

La contribución a las PAT de la interferencia de amplitudes de orden cero y dos es como sigue:

$$T(K Q) = \frac{\langle I || 0'_K || I \rangle}{\sqrt{2I+1}} \left(\frac{A_2(K Q)}{A_0} + (-1)^K \frac{A_2(K Q)^*}{A_0^*} \right) \quad (A1.15)$$

Para la dispersión inelástica, la contribución a las PAT es como sigue:

$$T(K Q)_{in} = (-1)^{\lambda + I + I'} W(I I \lambda \lambda; K I') \sqrt{(2I+1)(2\lambda+1)(2K+1)} B(K Q) / B(0 0) \quad (A1.16)$$

En la aproximación de Born de onda plana, cuando el acoplamiento depende de la orientación de la coordenada relativa, las amplitudes de primer orden son proporcionales a armónicos esféricos en la dirección del momento transferido (q). En este caso, las PAT para dispersión inelástica son:

$$T(K Q)_{in} = W(I I \lambda \lambda; K I') \sqrt{2I+1} \langle \lambda || Y_K || \lambda \rangle Y_{KQ}(q) 4\pi \quad (A1.17)$$

Nótese que si K es impar, no hay contribución a las PAT.

Así, pueden extraerse las siguientes conclusiones. Si se tiene un potencial con una deformación caracterizada



por una multipolaridad λ , hay una contribución de primer orden a las PAT elásticas de rango λ . Las PAT elásticas de otros órdenes se obtienen por contribuciones de orden superior en el potencial de acoplamiento. Si el potencial de acoplamiento depende de la dirección de la coordenada relativa, las PAT inelásticas no dependen del potencial de acoplamiento, en la aproximación de Born de onda plana. Ahora se va a estudiar el efecto en las PAT de modificar el potencial de acoplamiento. En particular, se quiere estudiar la sensibilidad de las PAT a la fase de los potenciales de acoplamiento. Para ello, se particulariza en el caso de ${}^7\text{Li}$, considerando una deformación cuadrupolar.

Las PAT inelásticas de rango dos para la excitación del estado $1/2^-$ se obtienen particularizando la ecuación (A1.17):

$$T_{20} = 1/4 (3 \cos \theta - 1) \quad (\text{A1.18})$$

$$T_{21} = -\sqrt{3/2} \sin \theta$$

$$T_{22} = -\sqrt{3/32} (\cos \theta + 1)$$

$$T_{T_{20}} = -1/2 T_{20} - \sqrt{3/2} T_{22} = 1/2$$

donde θ es el ángulo de dispersión en el sistema del centro de masas. Nótese que estos valores no dependen de los potenciales de acoplamiento.

Las PAT elásticas de rango dos son, siguiendo la expresión (A1.12), proporcionales a la parte real

de A_{2q}/A_0 . Nótese que A_{2q} depende linealmente del potencial de acoplamiento. Así, el efecto de multiplicar el potencial de acoplamiento por un factor complejo será el mismo que multiplicar las amplitudes de transición de primer orden por el mismo factor complejo:

$$A_{2q}(c) = (N_r + i N_i) A_{2q}(r) \quad (A1.19)$$

donde $A_{2q}(r)$ es la amplitud cuadrupolar obtenida a partir de un potencial de acoplamiento real, y $A_{2q}(c)$ es la amplitud obtenida a partir de un potencial de acoplamiento que es $(N_r + i N_i)$ veces el anterior. En este caso, las PAT serán como sigue:

$$T_{2q} = \text{Re} (A_{2q}(c)/A_0) = N_r \text{Re} (A_{2q}(r)/A_0) - N_i \text{Im} (A_{2q}(r)/A_0) \quad (A1.20)$$

Las partes real e imaginaria de $(A_{2q}(r)/A_0)$ se representan en la Fig. 17, para ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ a 44 MeV. El potencial monopolar es igual al potencial de convolución multiplicado por $(1 + 0.6 i)$. El potencial de acoplamiento es el factor de forma cuadrupolar. Debe notarse que la parte imaginaria de este cociente es bastante más pequeña que la real, así que, siguiendo (A1.20), la inclusión de un potencial de acoplamiento complejo no producirá un efecto importante en las PAT de rango dos. Así, estas dependen principalmente de la parte real del potencial de acoplamiento.

Puede procederse de forma análoga con las PAT de rango uno. Nótese primeramente que la contribución

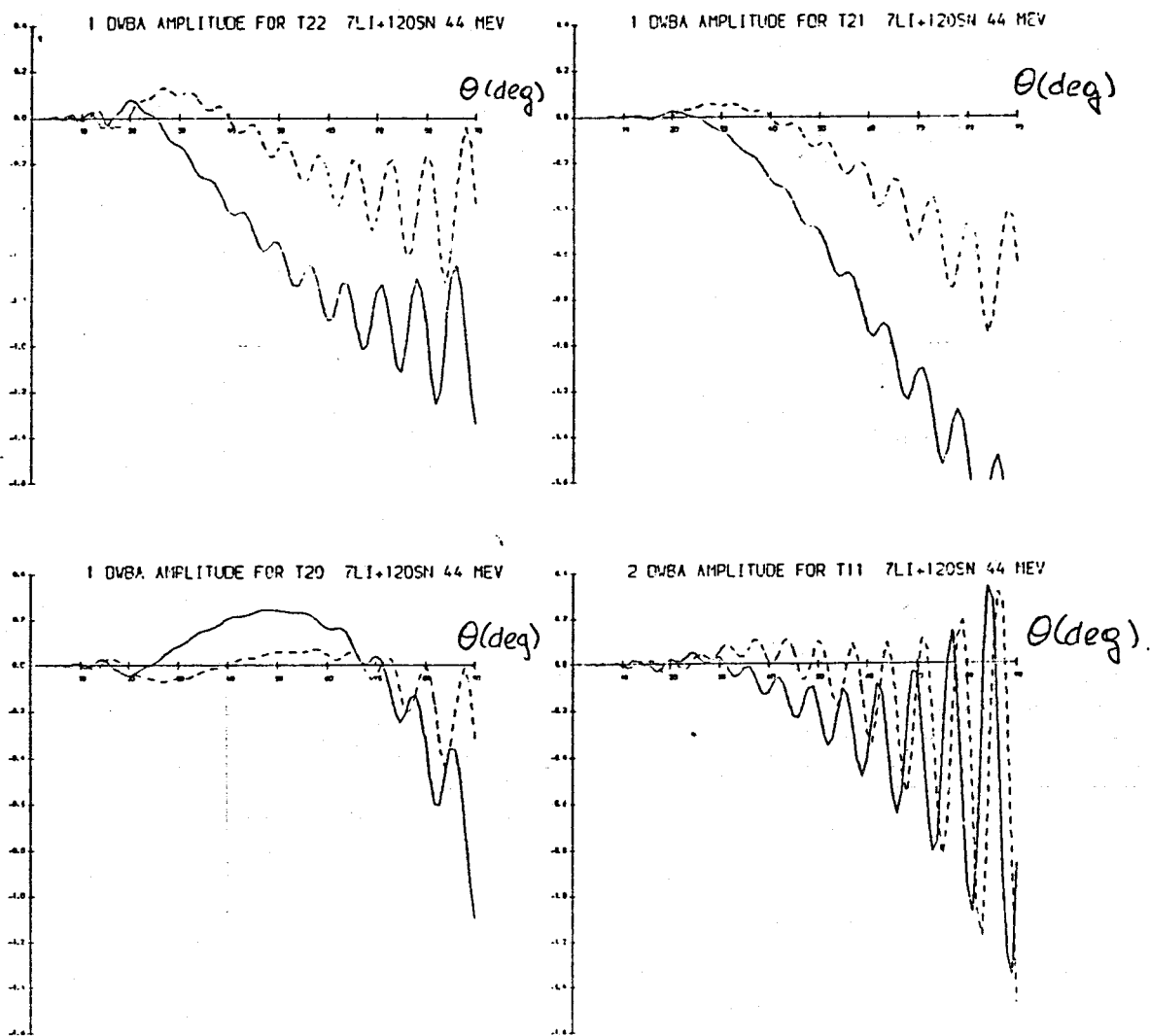


Figura 17 : Amplitudes DWBA para el sistema ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ a 44 MeV.

Se representan las amplitudes cuadrupolares de primer orden y las dipolares de segundo orden en función del ángulo de dispersión. La línea continua corresponde a la parte real y la discontinua a la parte imaginaria.

de la interferencia de dos amplitudes de primer orden debe ser pequeña, ya que en el límite de onda plana no pueden acoplarse dos amplitudes de multipolaridad par para dar una multipolaridad impar. Así, queda la interferencia de la amplitud de orden cero con la amplitud dipolar de segundo orden. Siguiendo (A1.15), se observa que las PAT de rango uno son proporcionales a la parte imaginaria de la razón entre la amplitud dipolar de segundo orden y la amplitud de orden cero:

$$i T_{11} \sim \text{Im} (A_{11} / A_0) \quad (\text{A1.21})$$

Las amplitudes de segundo orden son cuadráticas en los potenciales de acoplamiento. Así, el efecto de multiplicar por un factor complejo los potenciales de acoplamiento es equivalente a multiplicar por el cuadrado de ese factor la amplitud de transición

$$A_{11}(c) \sim (N_r + i N_i)^2 A_{11}(r) \quad (\text{A1.22})$$

Así pueden expresar las PAT de rango uno como sigue:

$$i T_{11} \sim (N_r^2 - N_i^2) \text{Im} (A_{11}(r)/A_0) + 2 N_r N_i \text{Re} (A_{11}(r)/A_0) \quad (\text{A1.23})$$

En la Fig. 17 se muestran las partes real e imaginaria de $(A_{11}(r)/A_0)$. Se ve que, en este caso, ambas componentes son importantes, así que las PAT de rango uno son muy sensibles a la fase del potencial de acoplamiento. Si el potencial de acoplamiento es real, entonces $i T_{11}$

es proporcional a la parte imaginaria del cociente de las amplitudes, así que $i T_{11}$ es pequeña y de signo oscilante hasta un cierto ángulo de corte, que es 50 grados, en que se hace negativa y grande. Si la parte real y la imaginaria del potencial de acoplamiento son iguales, la conducta de $i T_{11}$ es la misma; pero ahora el ángulo de corte es de unos 30 grados.

Así las PAT de rango uno dan información de la fase del potencial de acoplamiento, a través principalmente del ángulo de corte. La inclusión del acoplamiento coulombiano, efectos de orden superior y correcciones no adiabáticas pueden distorsionar esta interpretación, basada en la factorización de las amplitudes. Sin embargo, cabe esperar que el ángulo de corte pueda dar información sobre la relación de los potenciales de acoplamiento real e imaginario. Nótese que, en primer orden, el ángulo de corte no depende de la intensidad del potencial de acoplamiento.

APENDICE 2. Potencial de Polarización Dinámica en DWBA

El Potencial de Polarización Dinámica (PPD) se ha estudiado principalmente para ver los efectos en el canal elástico [117 - 120]. En este apéndice se desarrolla una expansión multipolar del potencial de polarización debido a estados excitados, que puede aplicarse tanto a dispersión elástica como a la inelástica.

Considérese un proceso de dispersión en el que varios estados internos pueden ser excitados. El Hamiltoniano para dicho sistema será:

$$H(\underline{R}, \xi) = T + V(R) + h(\xi) + \sum_{\lambda} (F_{\lambda}(\underline{R}) O_{\lambda}(\xi)) \quad (A2.1)$$

Fuera del alcance de la interacción de acoplamiento los autoestados del Hamiltoniano pueden factorizarse como sigue:

$$\Psi(\underline{R}, \xi) = |(X_L(\underline{R}) \Phi_I(\xi))_{JM}\rangle = |(L, I) JM\rangle \quad (A2.2)$$

donde L es el momento angular asociado con el movimiento relativo, e I es el momento angular intrínseco. Ambos están acoplados a un momento angular total J . $X_L(\underline{R})$ son autofunciones de $(T + V(R))$ con condiciones de contorno adecuadas, que corresponden a autovalores dados por $(E - e(I))$, siendo E la energía total y $e(I)$ la energía de excitación del estado I .

Los potenciales de acoplamiento inducen transiciones entre los diversos estados, que pueden describirse en primer orden por las siguientes amplitudes de transición:

$$T(L I L'I'; J M) = \langle (L I) J M | \sum_{\lambda} F_{\lambda} O_{\lambda} | (L'I') J M \rangle \quad (A2.3)$$

$$= \sum_{\lambda} (-1)^{J'+L+I} W(L L' I I'; \lambda J) \langle L || F_{\lambda} || L' \rangle \langle I || O_{\lambda} || I' \rangle$$

Nótese que el momento angular total J se conserva.

El potencial de polarización inducido por estados caracterizados por I" puede expresarse como sigue:

$$V(\text{pol}) = \left(\sum_{\lambda} (F_{\lambda} O_{\lambda}) \right) g(E) \left(\sum_{\lambda'} (F_{\lambda'} O_{\lambda'}) \right) \quad (A2.4)$$

donde el propagador viene dado por la expresión:

$$g(E) = \sum_{I''} \sum_{L''} \sum_{JM} \int dE' \frac{|(L''I'')JM(E')\rangle \langle (L''I'')JM(E')|}{E + i\epsilon - e(I) - E'} \quad (A2.5)$$

E' es la energía del movimiento relativo para los estados intermedios. Se consideran todos los valores de E', pesados adecuadamente en el propagador. Nótese que los potenciales de acoplamiento no se consideran en el propagador, así que (A2.4) es estrictamente válido sólo hasta segundo orden.

Los elementos de matriz de transición inducidos por el potencial de polarización serán

$$T(\text{pol})(L I L'I'; J M) = \langle (L I) J M | V(\text{pol}) | (L'I') J M \rangle \quad (A2.6)$$

Esta expresión es consistente con una expansión multipolar del potencial de polarización:

$$V(\text{pol}) = \sum_{\lambda\lambda'} \sum_{I''} \sum_K (G_K U_K) \quad (A2.7)$$

donde G_K depende sólo de las coordenadas orbitales y U_K sólo de las coordenadas internas, teniendo ambas la misma multipolaridad K. Los elementos de matriz reducidos de G_K y U_K se definen como sigue:

$$\langle I || U_K || I' \rangle = \langle I || O_{\lambda} || I'' \rangle \langle I'' || O_{\lambda} || I' \rangle W(\lambda, \lambda', I, I'; K, I'') \quad (A2.8)$$

$$\langle L || G_K || L' \rangle = (2K+1)(-1)^{L+L'+K} \sum_{L''} W(\lambda, \lambda', L, L'; K, L'') H(\lambda, \lambda', L, L', L'')$$

siendo

$$H(\lambda, \lambda', L, L', L'') = \int dE' \frac{\langle L || F_{\lambda} || L''(E') \rangle \langle L''(E') || F_{\lambda} || L' \rangle}{E + i\varepsilon + e(I'') - E'} \quad (A2.9)$$

Así, el potencial de polarización, para cada estado excitado y multipolaridad de acoplamiento, puede expandirse en multipolos, englobándose la dependencia de la estructura intrínseca en un factor de estructura $\langle I || U_K || I' \rangle$ y la dependencia de los potenciales y de la energía en un factor cinemático $\langle L || G_K || L' \rangle$. Estos dos factores van a estudiarse por separado.

El factor cinemático

- Aproximación centrífuga.

Considérese el caso en que el potencial de acoplamiento actúa en la coordenada relativa. Entonces, se tiene:

$$F_{\lambda\mu}(R) = F_{\lambda}(R) Y_{\lambda\mu}(\hat{R}) \quad (A2.10)$$

$$\langle L || F_{\lambda} || L'' \rangle = \langle L || Y_{\lambda} || L'' \rangle \int dR R^2 X_L(R) F_{\lambda}(R) X_{L''}(R)$$

$$H(\lambda, \lambda', L, L', L'') = \langle L || Y_{\lambda} || L'' \rangle \langle L'' || Y_{\lambda} || L' \rangle H'(\lambda, \lambda', L, L', L'')$$

Si se supone que la dependencia de F con L'' es pequeña, puede definirse un valor promedio de H' que no depende de L'', que es H''(\lambda, \lambda', L, L'). Ahora puede sumarse respecto de L'', con lo que se obtiene:

$$\langle L || G_K || L' \rangle = \langle L || Y_K || L' \rangle \langle \lambda || Y_K || \lambda' \rangle (-1)^\lambda H''(\lambda, \lambda', L, L') \quad (A2.11)$$

Este resultado indica que el potencial de polarización debido a excitaciones de multipolaridades λ, λ' , sólo tendrá componentes de multipolaridades K sólo cuando $K + \lambda + \lambda'$ es par. La intensidad de estas componentes es proporcional a $\langle \lambda || Y_K || \lambda' \rangle$. Nótese que en esta aproximación no se puede obtener un potencial espín-órbita como un efecto de segundo orden de un potencial de acoplamiento dependiente de la coordenada relativa.

Efectos de espín-órbita

Un acoplamiento cuadrupolar puede provocar en segundo orden una interacción espín-órbita. Esta se caracteriza por tener multipolaridad uno y porque conserva el módulo del momento angular. Así, hay que observar los elementos de matriz de la parte con $K = 1$ del potencial de polarización dinámica entre los mismos valores de L ;

$$\langle L || G_1 || L \rangle = (-3) \sum_{L''} W(\lambda, \lambda, L, L; 1, L'') H(\lambda, \lambda, L, L, L'') \quad (A2.12)$$

Para valores grandes de L , el coeficiente de Racah es proporcional a $(L'' - L)$. Para un potencial de acoplamiento cuadrupolar, se tiene:

$$\langle L || G_1 || L \rangle = \sqrt{6/5(2L+1)} \quad (H(2,2,L,L,L-2) - H(2,2,L,L,L+2)) \quad (A2.13)$$

Se espera tener una variación importante en los elementos de matriz de transición alrededor de la onda parcial rozante (grazing). Por ello, se espera que la componente

con $K = 1$ del potencial de polarización se centrará principalmente alrededor de la onda parcial rozante. El papel del potencial imaginario debe ser importante, ya que determina la reducción de los elementos de matriz de transición en función de L .

El factor de estructura

Ahora va a estudiarse el efecto global de grupos de estados excitados. Se considera que los factores de forma de acoplamiento para todos los estados son iguales, y que la diferencia de energía entre ellos puede ignorarse. Así, todos ellos tienen el mismo factor cinemático en el potencial de polarización. De este modo, pueden sumarse los factores de estructura para obtener el efecto global.

- Momento angular inerte.

Considérese el caso en que el momento angular intrínseco puede separarse en dos partes l y s de tal forma que los potenciales de acoplamiento afectan a l , pero no a s :

$$\langle (1,s)I || 0_\lambda || (1',s')I' \rangle = \delta(s,s') \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} W(1\ s\ \lambda\ I'; I\ 1') \quad (A2.14)$$

$$\langle 1 || 0_\lambda || 1' \rangle$$

El efecto global de polarización de un multiplete de estados caracterizados por l'' y s'' es como sigue:

$$\langle (1,s)I || U_K || (1',s)I' \rangle = \sum_{I''} \langle (1,s)I || 0_\lambda || (1'',s)I'' \rangle \quad (A2.15)$$

$$\langle (1'',s)I'' || 0_\lambda || (1',s)I' \rangle W(I, I', \lambda', \lambda; K, I'')$$

$$= W(I, K, s, 1'; I', 1) \langle 1 || U_K || 1' \rangle \sqrt{(2I+1)(2I'+1)}$$

siendo

$$\langle 1 || U_K || 1' \rangle = W(1, 1', \lambda', \lambda; K, 1'') \langle 1 || 0_\lambda || 1'' \rangle \langle 1'' || 0_\lambda || 1' \rangle \quad (A2.16)$$

El momento angular "inerte", s, puede ignorarse para el cálculo de los efectos de polarización.

- Bandas rotacionales.

Sea el potencial de polarización creado en los estados de una banda rotacional con $K=0$, debido al acoplamiento con otra banda rotacional con K arbitrario. La intensidad de los acoplamientos está dada en [122]:

$$\langle k I'' || 0_\lambda || 0 I \rangle = \sqrt{(2I''+1)^2} \langle I'' k \lambda -k | I 0 \rangle \langle k | 0(\lambda, k) | 0 \rangle \quad (A2.17)$$

El efecto de polarización es de la forma:

$$\langle 0 I || U_K || 0 I' \rangle = \sqrt{(2I+1)} \langle I 0 K 0 | I' 0 \rangle F \quad (A2.18)$$

$$F = \sum_{\lambda \lambda'} 2 \langle 0 | 0(\lambda, -k) | k \rangle \langle k | 0(\lambda, k) | 0 \rangle \langle \lambda k \lambda' -k | K 0 \rangle / \sqrt{(2K+1)}$$

Nótese que el potencial de polarización también tiene una estructura rotacional.

- Estados vibracionales.

Sea el potencial de polarización creado por estados de $n+1$ fonones sobre estados de n fonones. La intensidad del acoplamiento viene dada [122] por los elementos de matriz del operador:

$$O_{\lambda \mu} = (C(\lambda, \mu) + (-1)^\lambda C^+(\lambda, \mu)) / (2\lambda + 1) \quad (A2.19)$$

donde C y C^+ son los operadores que crean y aniquilan fonones. Así, los elementos de matriz de acoplamiento pueden expresarse en función de los coeficientes de paternidad fraccionaria para fonones:

$$\langle n I || 0_\lambda || (n+1) I'' \rangle = \sqrt{(2\lambda+1)} \langle n I | C(\lambda) | (n+1) I'' \rangle \quad (A2.20)$$

Usando el hecho de que el conmutador de operadores de de creación y aniquilación de fonones sólo puede acoplarse a momento angular cero, se tiene:

$$\{ [C^\dagger(\lambda), C(\lambda)] ; k \} = \sqrt{(2\lambda+1)} \delta(k,0) \quad (A2.21)$$

Ello significa que el efecto global de todos los estados vibracionales correspondientes a un número dado de cuantos de oscilador sólo produce un potencial de polarización monopolar:

$$\langle n I || U_k || n I' \rangle = \delta(k,0) \delta(I, I') \sqrt{(2I+1)/4\pi} \quad (A2.22)$$

- Estados monoparticulares.

Aquí se estudia el potencial de polarización debido a excitaciones de una partícula a una capa vacía, sobre los estados correspondientes a la configuración monoparticular más baja. Las intensidades de acoplamiento están dadas por los elementos de matriz de operadores que crean una excitación partícula-hueco:

$$0_\lambda = (a^\dagger(j_o) a(j_e)); \lambda, \quad 0_\lambda^\dagger = (a^\dagger(j_e) a(j_o)); \lambda \quad (A2.23)$$

Los elementos de matriz de 0_λ pueden construirse usando los coeficientes de paternidad fraccionaria:

$$\langle I || 0_\lambda || I'' \rangle = \sum_{I_r} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)(2j_e+1)} w(j_o \lambda I I''; j_e I_r) \langle I | a(j_o) | I_r \rangle \quad (A2.24)$$

Los elementos de matriz del factor de estructura son

$$\langle I || U_k || I' \rangle = (2j_e+1) w(j_o j_o \lambda \lambda'; k j_e) \quad (A2.25)$$

$$\sum_{I_r} \sqrt{(2I+1)(2I'+1)} \langle I | a(j_o) | I_r \rangle \langle I_r | a^\dagger(j_o) | I' \rangle w(j K I I'; j I_r)$$

La última parte del segundo término es el elemento de matriz del operador de multipolaridad K que va directamente del estado inicial al final. De hecho, puede escribirse:

$$U_K = \left[a^\dagger(j_0) \cdot a(j_0) \right]; K (2j_e+1) W(j_0 j_0 \lambda \lambda'; K j_e) \quad (A2.26)$$

Este resultado muestra que el efecto de aumentar el cálculo de canales acoplados para incluir capas inicialmente vacías puede describirse modificando los potenciales de acoplamiento, que pasarán en general a ser complejos pero la intensidad del acoplamiento relativo entre los estados es la misma.

- Aplicación a la dispersión de ${}^7\text{Li}$.

En la descripción de la dispersión de ${}^7\text{Li}$, aquí presentada, todos los estados relevantes están acoplados a través de un potencial cuadrupolar de simetría fija, de forma que los efectos de polarización pueden describirse a partir de los factores de estructura.

En la Tabla 23 se presentan los valores de los factores de estructura para los efectos en la dispersión elástica de ${}^7\text{Li}$ generados por el acoplamiento en segundo orden a los estados de baja energía, conforme se da en (A2.8). En nuestra descripción, los potenciales de acoplamiento tienen multipolaridad dos, de forma que, en principio, es posible generar efectos de segundo orden de multipolaridades 0, 1, 2, 3, y 4. Sin embargo, sólo los términos de multipolaridad 0, 1, 2 y 3 afectan el estado fundamental de ${}^7\text{Li}$, que tiene espín 3/2.

Los factores con $K = 0$ afectan la sección eficaz elástica no polarizada. El hecho de que las contribuciones de todos los estados tienen el mismo signo indica que el acoplamiento con todos estos estados afectará la sección eficaz elástica en la misma dirección, como efectivamente pasa (ver Fig. 7). También se explica que el efecto del estado $7/2^-$ es el más importante; mientras el del estado $5/2^-$ es pequeño.

Los factores con $K = 1$ afectan las PAT de rango uno. En este caso, el efecto del acoplamiento con el estado $1/2^-$ y con el $7/2^-$ tienden a cancelarse mutuamente. Sin embargo, este efecto queda enmascarado cuando se realiza un cálculo de canales acoplados, debido a la diferencia de energías entre el estado $1/2^-$ y el $7/2^-$.

Tabla 23. Elementos de la matriz de segundo orden en

^7Li

	<u>K = 0</u>	<u>K = 1</u>	<u>K = 2</u>	<u>K = 3</u>
I = 3/2	.052	-.099	.000	.232
I = 1/2	.052	-.149	-.219	-.232
I = 7/2	.093	.177	.111	.005
I = 5/2	.012	-.004	-.035	-.005
Total	.210	-.075	-.143	.000

REFERENCIAS

- (1) T.Kajino y A.Arima, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 739
- (2) T.Fortune y B.H.Silverman, Phys. Rev. C29 (1984) 1761
- (3) H.Nishioka y R.C.Johnson, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1881
- (4) A.C.Shotter et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1539
- (5) J.A.Wheeler, Phys. Rev. 52 (1937) 1083
- (6) D.L.Hill y J.A.Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953) 1102
- (7) S.Saito, Prog. Theor. Phys., 41 (1968) 705
- (8) B.Buck, "Clustering Aspects of Nuclear Structure", Ed. J.S.Lilley and M.A.Nagarajan, D. Riedel Pub. Co., Dordrecht, 1985
- (9) A.Hasegawa y S.Nagata, Prog. Theor. Phys. 45 (1971) 1786
- (10) H.Kanada, T.Kanelo y Y.C.Tang, Nucl. Phys. A389 (1982) 285
- (11) R.Krivec y M.V.Mihailovic, J. Phys. G8 (1982) 821
- (12) T.Kajino, T.Matsuse y A.Arima, Nucl. Phys. A413 (1984) 323
- (13) M.Kamimura, ref. (8)
- (14) Y.Sakuragi, M.Yahiro y M.Kamimura, Prog. Theor. Phys. (Japan) 68 (1982) 525
- (15) K.F.Pal et al., Nucl. Phys. A402 (1983) 114
- (16) D.R.Inglis, Rev. Mod. Phys. 25 (1953) 390
- (17) D.Kurat, Phys. Rev. 101 (1955) 216
- (18) J.P.Elliot y B.H.Flowers, Proc. Roy. Soc. 229 (1955) 536
- (19) H.A.Jahn y H.van Wieringen, Proc. Roy. Soc. 209 (1951) 502
- (20) S.Cohen y D.Kurath, Nucl. Phys. 73 (1965) 1
- (21) S.Cohen y D.Kurath, Nucl. Phys. A101 (1967) 1

- (22) J.P.Elliot, Proc. Roy. Soc. A245 (1958) 562
- (23) E.Wigner, Phys. Rev. 51 (1937) 106
- (24) A.Arima, H.Horiuchi, K.Kubodera y N.Takigawa, "Advances in Nuclear Physics", Vol. 5, Ed. M.Baranger y E.Vogt, Plenum Press, New York, 1972
- (25) K.Wilderdmuth, Nucl. Phys. 31 (1962) 478
- (26) D.A.Bromley, ref. (8)
- (27) G.R.Satchler y W.G.Love, Phys. Rep. 55 (1979) 183
- (28) G.R.Satchler y W.G.Love, Phys. Lett. 76B (1978) 23
- (29) G.Bertsch, J.Borysowicz, H.McManus y W.G.Love, Nucl. Phys. A284 (1977) 399
- (30) A. de Shalit e I.Talmi, "Nuclear Shell Model", Academic Press, New York, 1963
- (31) F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A320 (1979) 58
- (32) C.W. de Jager, H. de Vries y C. de Vries, "Atomic and Nuclear Data Tables", 14 (1974) 479
- (33) R.D.Lawson, "Theory of the Nuclear Shell Model", Clarendon Press, Oxford, 1983
- (34) A. de Shalit y H.Feshbach, "Theoretical Nuclear Physics" , Vol. 1, Wiley & Sons Pub. Co., New York, 1963
- (35) A.Bohr y B.R.Mottelson, "Nuclear Structure", Vol. 1, W.A. Benjamin, Inc., New York, 1969
- (36) K.Alder y A.Winther, "Electromagnetic Excitation", North Holland Pub. Co., Amsterdam, 1975
- (37) J.Eichler, Phys. Rev. 133 (1964) B1162
- (38) O.Hausser et al., Nucl. Phys. A212 (1972) 293
- (39) U.Smilansky, B.Povh y K.Traxel, Phys. Lett. 38B (1972) 293
- (40) F.C.Barker, Aust. J. Phys. 35 (1982) 1391
- (41) D.L.Disdier et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1971) 1391
- (42) G.Junghans et al., Z. Phys., A291 (1979) 353
- (43) W.K.Koo y L.J.Tassie, Phys. Lett. B64 (1976) 9

- (44) J.Ahrens et al. Nucl. Phys. A251 (1975) 479
- (45) A.Weller et al. Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 480
- (46) J.Gomez-Camacho y M.A.Nagarajan, E.P.S. Conference on Nuclear Physics, Guildford, March 1985 (contributed paper)
- (47) J.Gomez-Camacho and M.A.Nagarajan, J. Phys. G11 (1985) L239
- (48) M.S.Zisman, J.C.Cramer, D.A.Goldberg, J.W.Watson y R.M. de Vries, Phys. Rev. C21 (1980) 2398
- (49) V.Hnizdo, J.Szymakowsky, K.W.Kemper y J.D.Fox, Phys. Rev. C24 (1981) 1495
- (50) J.S.Eck, T.R.Ophel, P.D.Clark y D.S.Weiser, Nucl. Phys. A334 (1980) 519
- (51) H.Wojciechowsky et al. Phys. Rev. C17 (1978) 2126
- (52) D.P.Stanley, F.Petrovich y P.Schwandt, Phys. Rev. C22 (1980) 1357
- (53) Z.Majka, H.J.Gils y H.Rebel, Z. Phys. A288 (1978) 139
- (54) V.Hnizdo et al. Phys. Rev. C27 (1983) 1536
- (55) V.Hnizdo, K.W.Kemper y J.Skymatowsky, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 590
- (56) V.S.Shirley y C.M.Lederer, "Nuclear Wallet Cards", U.S. Nuclear Data Network, New York, 1979
- (57) I.Enge, "Introduction to Nuclear Physics", Addison Wesley Pub.Co. Reading, 1966
- (58) S.Penner, "Nuclear Structure Physics", Ed. S.J.Hall y J.M.Irvine, SUSSP Publications, Edinburg, 1978
- (59) H.Friedrich, Phys. Repts. 74 (1981) 209
- (60) D.A.Zaikin, Nucl. Phys. A170 (1971) 584
- (61) H.Walliser y T.Fliessbach, Phys. Rev. C31 (1985) 2242
- (62) G.E.Brown, "Unified Theory of Nuclear Models and Forces", North Holland Pub.Co., Amsterdam, 1971
- (63) W.G.Love y L.W.Owen, Nucl. Phys. A239 (1975) 74
- (64) G.R.Satchler y W.G.Love, Phys. Lett. 65B (1976) 415
- (65) G.R.Satchler y W.G.love, Phys. Lett. 76B (1978) 23

- (66) G.R.Satchler, Phys. Lett. 83B (1979) 284
- (67) J.S.Eck et al., Nucl. Phys. A334 (1980) 519
- (68) M.F.Steeden et al. J. Phys. G6 (1980) 501
- (69) V.Hnizdo, K.W.Kemper y J.Szymakowsky, Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 590
- (70) V.Hnizdo, et al. Phys. Rev. C27 (1981) 1495
- (71) J.Cook et al., Phys. Rev. C27 (1983) 1536
- (72) J.Cook et al. Nucl. Phys. A386 (1982) 346
- (73) I.J.Thompson y M.A.Nagarajan, Phys. Lett. 106B (1981) 163
- (74) M.A.Nagarajan et al. Nucl. Phys. A385 (1982) 525
- (75) R.C.Johnson y P.R.J.Soper, Phys. Rev. C1 (1970) 976
- (76) M.Kamimura et al. Proc. RCNP International Symposium on Light Ion Reaction Mechanisms, Osaka, May 1983
- (77) Y.Sakuragi et al., ref. (73) Contributed papers, 80
- (78) Y.Sakuragi et al., Prog. Theor. Phys. 68 (1982) 332
- (79) Y.Sakuragi et al., Prog. Theor. Phys. 70 (1982) 1047
- (80) G.H.Rawitscher, Phys. Rev. C9 (1974) 2210
- (81) R.A.Brogia y A.Winther, "Heavy Ions Reactions", W.A.Benjamin, Pub. Co., Reading, 1982
- (82) N.Austern, "Direct Reaction Theory", J. Wiley & Sons, New York, 1970
- (83) G.R.Satchler, "Direct Nuclear Reactions", Clarendon Press, Oxford, 1983
- (84) J.I.Escudero, Tesina de Licenciatura, Universidad de Sevilla(1980)
- (85) J.Brown, Unpublished
- (86) J.Cook, Comp. Phys. Comm. 25 (1982) 346
- (87) J.Cook, "Atomic and Nuclear Data Tables", 26 (1981) 19
- (88) J.Comfort, Unpublished
- (89) J.Gomez-Camacho, et al., ref. 8 (contributed papers)

- (90) J.Gomez-Camacho et al., Nucl. Phys. A440 (1985) 543
- (91) J.Gomez-Camacho et al., Phys. Lett. 161B (1985) 39
- (92) J.Gomez-Camacho, Contributed Talk to the Summer School on Nuclear Structure and Nuclear Reactions, La Rábida (España), Junio 1985
- (93) D.Jackson, "Nuclear Reactions", Methuen & Co., London, 1969
- (94) G.Tungate et al., Phys. Lett. 98B (1981) 347
- (95) L.T.Chua et al., Nucl. Phys. A273 (1976) 243
- (96) R.Huffman et al., Phys. Rev. C22 (1980) 1522
- (97) K.O.Pfeiffer et al. Nucl. Phys. A206 (1978) 545
- (98) J.S.Lilley et al., Phys. Lett. 151B (1985) 181
- (99) M.A.Nagarajan et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1136
- (100) "Proc. Third International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Madison, 1970. Ed. H.H.Barschall y W.Haerberli, The University of Wisconsin Press, 1971
- (101) Proc. Fourth International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions", Zurich, 1975. Ed. W.Gruebler y V.Konig Birkhauser Verlag, Basel, 1976
- (102) R.Johnson, ref. (8)
- (103) S.E.Darden, (MADISON)
- (104) Z.Moroz et al., Nucl. Phys. A381 (1982) 294
- (105) K.H.Mobius et al., Talk presented at the Daresbury Study Weekend, Daresbury, Nov. 1980 (Unpublished)
- (106) H.Nishioka et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1795
- (107) H.Nishioka et al., Phys. Lett. 124B (1983) 17
- (108) H.Nishioka et al., Nucl. Phys. A415 (1984) 230
- (109) H.Nishioka et al., Nucl. Phys. A440 (1985) 145
- (110) H.Ohnishi et al., Phys. Lett. 118B (1982) 294
- (111) H.Ohnishi et al., Nucl. Phys. A415 (1984) 271
- (112) G.Tungate y D.Fick, "Lecture Notes in Physics", Vol. 89 (1979)

- (113) F.Petrovich et al., Nucl. Phys.
- (114) G.Tungate, comunicación privada
- (115) G.Windham et al., ref. (46), Poster session
- (116) H.Feshbach, Ann. Phys. 19 (1962) 287
- (117) M.S.Hussein et al., preprint
- (118) O.Tanimura et al., Phys. Lett. 132B (1983) 249
- (119) W.G.Love et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 6; y Nucl. Phys. A291 (1977) 183
- (120) A.J.Baltz et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 20; y Nucl. Phys. A327 (1979) 221
- (121) D.M.Brink y G.R.Satchler, "Angular Momentum", Clarendon Press, Oxford, 1968
- (122) A.Bohr y B.R.Mottelson, "Nuclear Structure", Vol. 2, W.A. Benjamin, Inc., Reading, 1975

UNIVERSIDAD DE SEVILLA
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

Reunido el Tribunal integrado por los abajo firmantes
en el día de la fecha, para juzgar la Tesis Doctoral de
D. Joaquín Gómez Camacho
titulada "Una descripción Monoparticular de la estruc-
tura y reacciones de Iones poco pesado".

acordó otorgarle la calificación de APTO "cum laude"

Sevilla, 23 de abril

1986

El Vocal,

El Vocal,

El Vocal,

M. A. Nájera

[Signature]

[Signature]

El Presidente,

El Secretario,

El Doctorado,

[Signature]

[Signature]

[Signature]

