

EVALUACIÓN DE SECCIONES EFICACES DE FUSIÓN A ENERGÍAS PRÓXIMAS A LA BARRERA COULOMBIANA UTILIZANDO UN FORMALISMO DE CANALES ACOPLADOS

J.E. TESTONI[‡], O. DRAGÚN, M.R. SPINELLA[‡], H. MASSMAN[†]

Departamento de Física, Comisión Nacional de Energía Atómica,
Av. del Libertador 8250, 1429 Buenos Aires, Argentina.

[†]Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad de Chile,
Casilla 653, Santiago de Chile, Chile.

[‡]Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

Se presenta un formalismo que permite calcular, en forma simultánea, secciones eficaces correspondientes a algunos de los procesos que tienen lugar cuando un haz de iones con espín nulo incide sobre un blanco constituido por núcleos atómicos con espín nulo. Dichos procesos son: dispersión elástica, dispersión inelástica en la que se excita el primer estado 2^+ del núcleo blanco, transferencia de dos neutrones al estado fundamental 0^+ y al primer excitado 2^+ del núcleo residual y fusión. Las excitaciones nucleares son consideradas rotaciones en el espacio real mientras que el proceso de transferencia de dos neutrones es tratado como una rotación en un espacio de *gauge*. Para los distintos canales de reacción pueden obtenerse funciones de onda, distribuciones angulares de las secciones eficaces diferenciales, secciones eficaces totales, funciones de excitación y distribuciones de espín.

A coupled-channel formalism is presented which allows to calculate, simultaneously, cross sections corresponding to elastic, inelastic, transfer of two neutrons and fusion. The nuclear excitations are considered as rotations in the real space and the two-neutron transfer as a rotation in a *gauge* space. The target as well as the projectile are considered to have zero spin. For different reaction channels the formalism permits to obtain wave functions, angular distributions of differential cross sections, total cross sections, excitation functions and spin distributions.

En el formalismo propuesto se resuelve un sistema de ecuaciones de onda acopladas; estas ecuaciones incluyen factores de forma que son calculados suponiendo que los estados excitados 2^+ corresponden a núcleos que rotan en el espacio real, mientras que las transferencias de dos neutrones corresponden a rotaciones en un espacio denominado de *gauge*. El autovector de la ecuación de Schrödinger que representa al sistema proyectil-blanco se desarrolla de la siguiente forma:

$$|\Psi\rangle = \sum_{J\ell I n} \frac{1}{r} g_{\ell I n}^{(J)}(r) |\ell I, J0\rangle |n\rangle,$$

dónde J indica el momento angular total del canal y n el número de pares transferidos. Las funciones de onda radiales $g_{\ell I n}^{(J)}(r)$ resultan de resolver el siguiente sistema de ecuaciones acopladas,

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2\mu_n} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + k_{nI}^2 - \frac{2k_{nI}\eta_{nI}}{r} \right) g_{\ell I n}^{(J)}(r) \\ = \sum_{I'\ell'n'} V_{\ell I n, \ell' I' n'}^{(J)}(r) g_{\ell' I' n'}^{(J)}(r). \end{aligned}$$

Los factores de forma,

$$V_{\ell I n, \ell' I' n'}^{(J)}(r) = \langle n' | \langle \ell' I', J0 | V(r, \phi_p, \phi_t, \theta') | \ell I, J0 \rangle | n \rangle,$$

se calculan incluyendo, además del término de excitación cuadrupolar Coulombiano, V_Q , un potencial óptico cuyo comportamiento radial depende tanto de la orientación angular del blanco en el espacio real, θ' , como de la orientación en el espacio de *gauge* del proyectil, ϕ_p y del blanco, ϕ_t ,

$$\begin{aligned} V(r, \phi_p, \phi_t, \theta') = \frac{V_0}{1 + \exp[(r - R_V(\phi_p, \phi_t, \theta'))/a_V]} \\ + \frac{iW_0}{1 + \exp[(r - R_W(\phi_p, \phi_t, \theta'))/a_W]} + V_Q(r, \theta'). \end{aligned}$$

Los radios R_V y R_W y el potencial V_Q dependen de los coeficientes de deformación β_2^N y β_2^C , vinculados a las densidades de nucleones y de carga, respectivamente, y de β_p y β_t vinculados a las deformaciones del proyectil y el blanco en el espacio de *gauge*[1].

El sistema $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ ha sido explorado experimentalmente con bastante detalle. Es así que se dispone, de secciones eficaces diferenciales de dispersión elástica, inelástica con excitación del primer estado 2^+ a energías incidentes de 63 MeV, de transferencia de dos neutrones en reacciones que conducen a los estados fundamental y primer estado 2^+ del ^{62}Ni a 65 MeV y de secciones eficaces de fusión en la región próxima a la barrera Coulombiana [2-5]. Estos datos experimentales nos permiten verificar la capacidad del formalismo para calcular secciones eficaces, evaluar los algoritmos de cálculo utilizados y obtener parámetros que se emplearán en ulteriores estudios. Será posible, así, utilizar el modelo para estudiar, sobre una base realista, la influencia del acoplamiento de canales sobre los procesos de fusión y de dispersión cuasielástica; esto utilizando las funciones de onda, matrices de dispersión, distribuciones de espín y de barreras provistos por el formalismo.

Las Figuras 1-4 muestran los ajustes de los datos experimentales para energías incidentes de 63 y 65 MeV que dan lugar al siguiente conjunto de parámetros ópticos y de deformación.

V_0 (MeV)	r_0V (fm)	a_V (fm)	W_0 (MeV)	r_0W (fm)	a_W (fm)
-65	1.24	.465	-15	.95	.49

r_0C (fm)	β_2^N	β_2^C	β_p	β_t
1.15	.15	.19	.21	.14

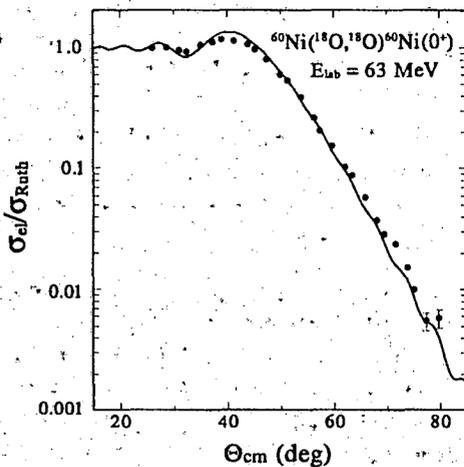


Figura 1

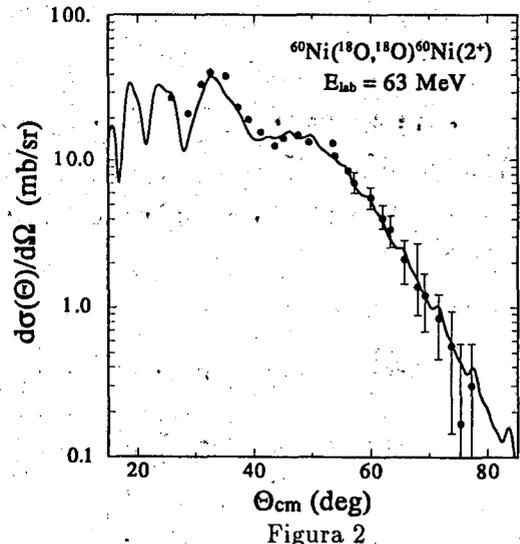


Figura 2

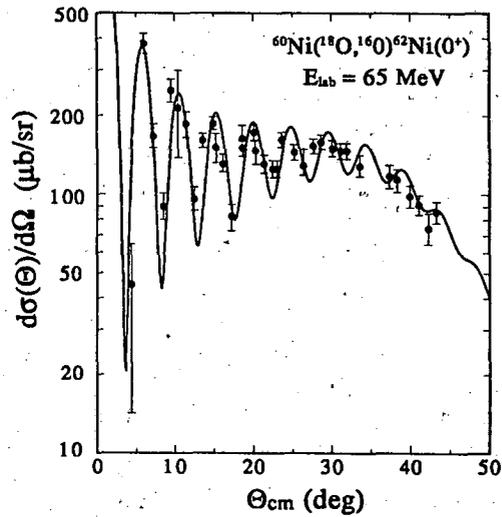


Figura 3

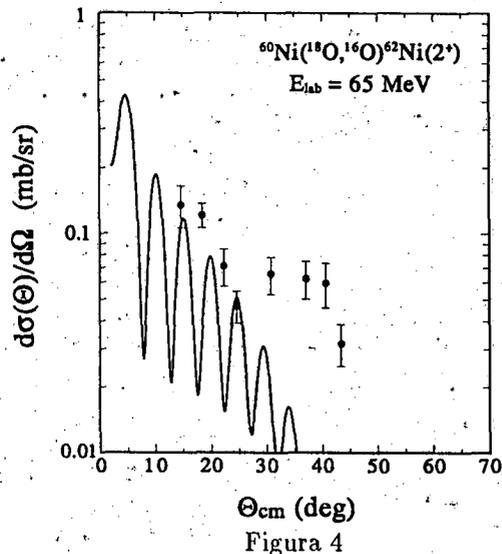


Figura 4

Cabe señalar que las cuatro distribuciones angulares están calculadas con el mismo conjunto de parámetros ópticos y de deformación. Típicamente, se incluyen 150 ondas parciales y se toma como radio de empalme 100 fm.

La simplicidad del formalismo que aquí se presenta —aun cuando se basa en la integración efectiva del sistema de ecuaciones de onda acopladas— permite visualizar los mecanismos a través de los cuales diversos factores influyen sobre las secciones eficaces. En particular, pueden analizarse los efectos de los acoplamientos entre canales sobre la sección eficaz de fusión y la distribución de barreras de fusión.

Una de las formas de obtener la sección eficaz de fusión, σ_f , es restar a la sección eficaz de reacción, σ_r las contribuciones de los canales i , incluidos explícitamente en el cálculo, suponiendo que éstos agotan las posibilidades de reacción aparte del proceso de fusión,

$$\sigma_f = \sigma_r - \sum_i \sigma_i.$$

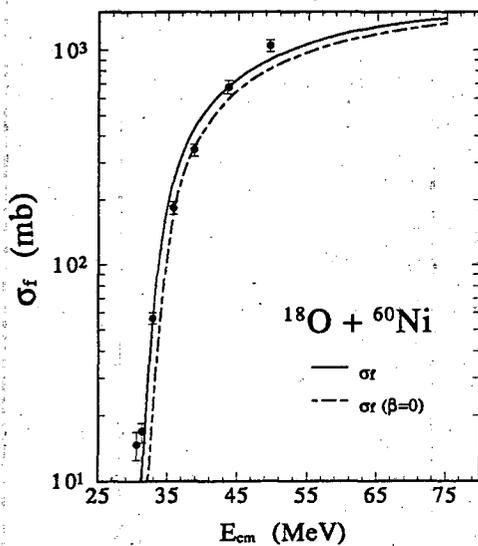


Figura 5

La Figura 5 muestra la función de excitación de fusión en un rango de energías próximo a la barrera Coulombiana. El ajuste se ha obtenido con los parámetros indicados en la tabla anterior con la excepción del parámetro radial real que fue fijado en $r_{0V} = 1.145$ fm.

A título ilustrativo, se muestran algunas predicciones del formalismo aplicado al sistema $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$, utilizando los parámetros obtenidos del ajuste de los datos experimentales.

La Figura 6 muestra, en un rango de energías que incluye la barrera Coulombiana,

la contribución de las secciones eficaces totales para cada canal, σ_i , a la sección eficaz de reacción, σ_r . Se incluye en la figura la función de excitación de fusión.

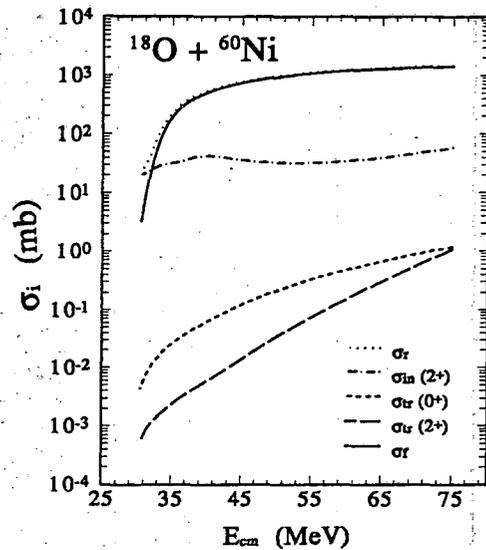


Figura 6

Una manera de calcular las contribuciones a la sección eficaz de fusión de los diversos canales tratados explícitamente es integrar espacialmente, para cada uno de ellos, la parte imaginaria del potencial óptico —factor responsable (en la aproximación adoptada) de desviar el flujo de partículas hacia el canal de fusión— con pesos dados por los cuadrados de los módulos de las funciones de onda parciales radiales del correspondiente canal de dispersión o transferencia [6],

$$\sigma_{fi} = \frac{2}{\hbar v} \sum_J (2J+1) \int W(r) |g_i^{(J)}(r)|^2 dr.$$

La Figura 7 muestra las contribuciones a la función de excitación de fusión de los distintos canales de dispersión y transferencia en la región de energías de interés.

Las Figuras 8-13 se vinculan con distribuciones de espín de secciones eficaces de reacción y de fusión a tres energías en el sistema de centro de masas, una menor que la barrera Coulombiana, 31.19 MeV, otra mayor, 49.53 MeV, y una tercera intermedia, 35.75 MeV. Estos valores de energía corresponden a datos experimentales de la sección eficaz de fusión existentes en la bibliografía.

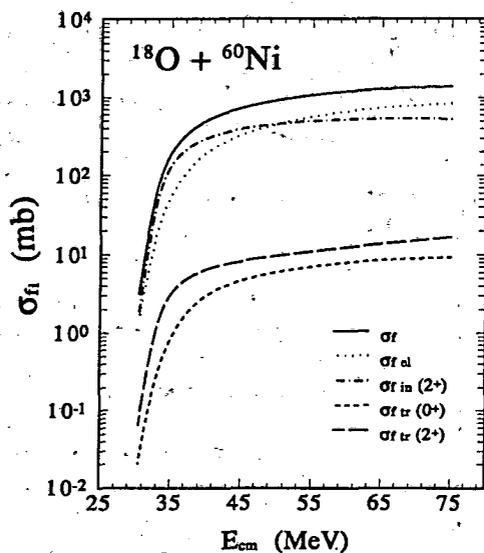


Figura 7

Las Figuras 8, 9 y 10 muestran en qué medida cada momento angular total J —resultante de combinar el momento angular relativo con el momento intrínseco del núcleo residual— contribuye a alimentar los diversos canales. Son graficadas allí, en función de J , las secciones eficaces totales del canal inelástico y las de los canales de transferencia. Se muestran, también, las distribuciones de la sección eficaz de reacción y de fusión; esta última evaluada como la diferencia entre la sección eficaz de reacción y las secciones eficaces correspondientes a la suma de los canales tratados explícitamente. Se supone, como se señaló anteriormente, que, aparte de la fusión, los canales tratados explícitamente agotan las posibles reacciones.

En estos gráficos puede, por ejemplo, comprobarse una contribución importante de los valores de J altos a la dispersión inelástica inducida por el potencial Coulombiano de largo alcance; para las tres energías consideradas la intensificación de la sección eficaz de fusión es muy importante cuando se incluye la deformación respecto de los casos en los cuales no se la incluye ($\beta = 0$), para la energía más alta el incremento de la sección eficaz de fusión se concentra en valores de J entre 30 y 35 mientras que, para las otras energías, los respectivos incrementos se encuentran más dispersos; la contribución de la fusión a la sección eficaz de reacción es dominante pero disminuye cuando la energía decrece; las secciones eficaces de transferencia son muy pequeñas en comparación con las demás.

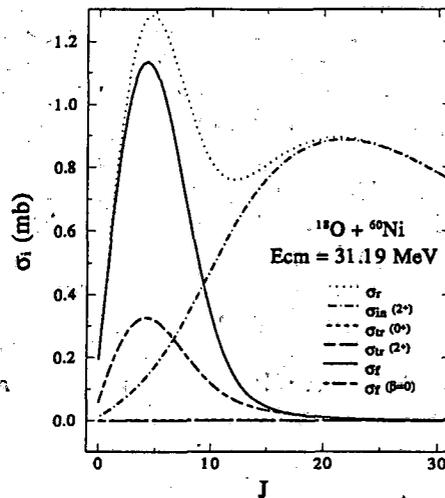


Figura 8

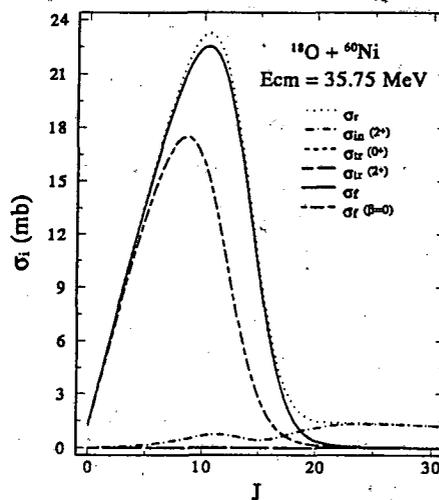


Figura 9

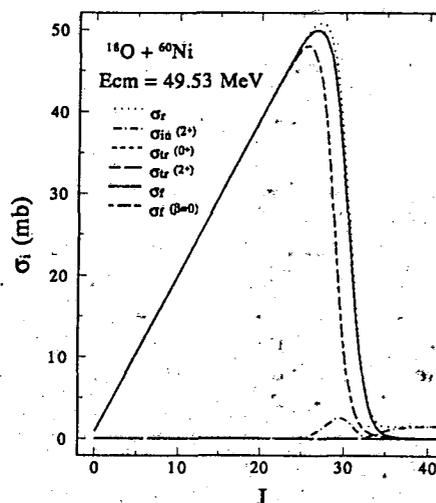


Figura 10

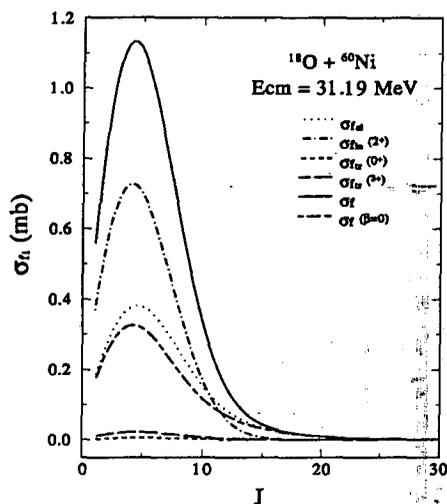


Figura 11

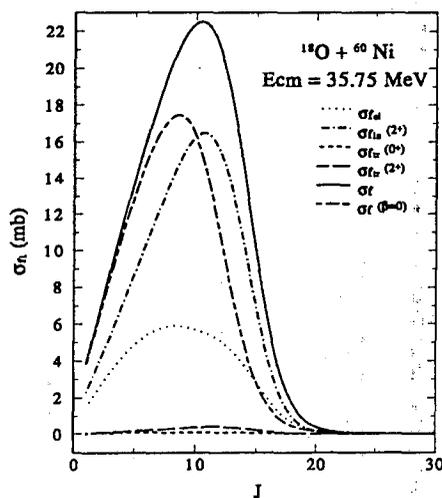


Figura 12

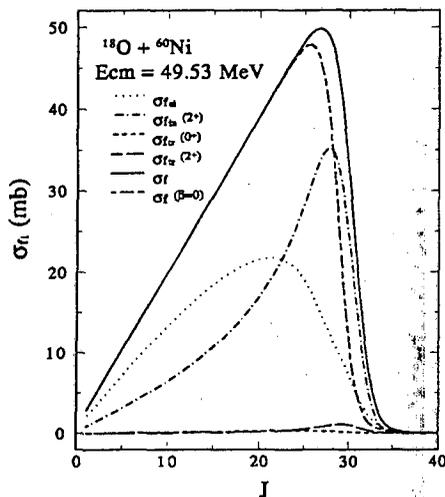


Figura 13

En las Figuras 11, 12 y 13 puede verse cómo contribuye cada canal de dispersión y de transferencia a la sección eficaz de fusión correspondiente a un determinado momento angular J . Las contribuciones a la fusión provienen fundamentalmente de los canales de dispersión y, más marcadamente, del canal inelástico, dando cuenta éste de una importante proporción de la sección eficaz para los momentos angulares mayores, especialmente en el caso correspondiente a la energía de 49.53 MeV; la transferencia contribuye en menor medida y para valores de J que decrecen con la energía incidente.

El formalismo permite obtener, en función de la coordenada radial, cantidades de interés como la probabilidad de presencia, corrientes, fuentes y sumideros del flujo de partículas que migran de uno a otro canal, etc. Esta posibilidad de localización espacial, junto con la ilustrada anteriormente respecto de separación por espines, permite un análisis pormenorizado de los efectos que producen el acoplamiento de canales y la acción de las barreras de potencial [7,8], dando lugar así, a la posibilidad de identificar los mecanismos que contribuyen a modificar las secciones eficaces como consecuencia de la deformación nuclear y de excitaciones de modos rotacionales en el espacio real y de gauge.

El cálculo detallado de las funciones de excitación permitirán, a través de las derivadas segundas respecto de la energía, el estudio de las barreras de fusión. Aparece como una tarea interesante la flexibilización del formalismo para poder incluir otros canales de reacción que los específicos aquí considerados.

Referencias

- [1] M. Bernath et al., Nucl. Phys. A540 (1992) 291; M. Contreras et al., Phys. Lett. B287 (1992) 297.
- [2] K.E. Rhem et al., Phys. Rev. C12 (1975) 1945.
- [3] M.J. Levine et al., Phys. Rev. C10 (1970) 1602.
- [4] E.H. Auerbach et al., Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1078.
- [5] C.P. Silva et al., Phys. Rev. C55 (1997) 3155.
- [6] G.R. Satchler, Phys. Rev. C32 (1985) 2203.
- [7] M. Dasgupta et al., to appear in Annual Review and Particle Physics, 1998.
- [8] W. Reisdorf, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 20 (1994) 127 and references therein.