

# CAPTURA ELECTRONICA EN PRESENCIA DE RESONANCIAS NUCLEARES EN COLISIONES ION-ATOMO

O. A. Fojón y J. M. Maidagan

Instituto de Física Rosario, CONICET y Universidad Nacional de Rosario, Av. Pellegrini 250, 2000 Rosario

Se estudia teóricamente la influencia de una resonancia nuclear sobre las probabilidades de captura electrónica a grandes ángulos. Se generaliza la aproximación de los estados intermedios del continuo (CIS) así como su versión de pico (PLA) y se presentan resultados para captura electrónica en las proximidades de la resonancia elástica  $N^{14} (p, p) N^{14}$  a 1058 Kev. Se compara con recientes resultados experimentales.

Aunque en la mayoría de los procesos involucrados en las colisiones atómicas la física nuclear no juega ningún rol, existen condiciones bajo las cuales los fenómenos atómicos y nucleares pueden interferir e influenciarse mutuamente. Esto fue puesto de manifiesto por vez primera por Ciocchetti y Molinari<sup>1</sup> en un trabajo que dio lugar a una serie de estudios tanto teóricos como experimentales<sup>2,3</sup> relativos a la influencia de una resonancia nuclear sobre las probabilidades de ionización. En los últimos años se han efectuado mediciones de probabilidades de captura electrónica afectadas por resonancias<sup>4,7</sup>, encontrándose un importante efecto de interferencia bajo la condición de que  $\Delta E \cong \Gamma$ , donde  $\Delta E$  es la energía transferida al electrón capturado y  $\Gamma$  el ancho de resonancia. Dicha estructura en las probabilidades de captura ha sido estudiada desde el punto de vista teórico únicamente mediante la aproximación del potencial fuerte (SPB).<sup>8,9</sup>

En este trabajo presentamos resultados teóricos obtenidos mediante la generalización de la aproximación CIST (Estados Intermedios del Continuo). En esta aproximación la interacción entre el electrón activo y el núcleo blanco es tenida en cuenta mediante la inclusión de un estado del continuo en la descripción del canal final<sup>10</sup>.

Es posible demostrar con todo rigor<sup>11</sup> que la amplitud de transición cuántica para captura electrónica a grandes ángulos puede aproximarse por:

$$f_n = f_m(E - \Delta E) a^{(-)} + f_m(E) a^{(+)} \quad (1)$$

donde  $f_n$  es la amplitud nuclear elástica y  $a^{(-)}$  y  $a^{(+)}$  son las semiamplitudes de captura semiclásica calculadas utilizando una trayectoria nuclear quebrada<sup>10</sup>. La evaluación de dichas semiamplitudes fue realizada como se detalla en la referencia 10 con el agregado de la así llamada "corrección interna"<sup>12</sup>, que tiene en cuenta la posibilidad que la captura se

produzca cuando los núcleos entran en contacto. El cálculo de dicha corrección no presenta ninguna dificultad y puede efectuarse haciendo uso de la técnica desarrollada en la referencia 10. El primer término de la expresión (1) representa la captura que se produce antes de la resonancia y por lo tanto los núcleos entran en contacto con una pérdida de energía  $\Delta E$ .

La probabilidad de captura es calculada asumiendo que el proceso dominante es la dispersión elástica:

$$P_{cap} = \frac{|f_n|^2}{|f_m(E)|^2} = \left| \frac{f_m(E - \Delta E)}{f_m(E)} a^{(-)} + a^{(+)} \right|^2 \quad (2)$$

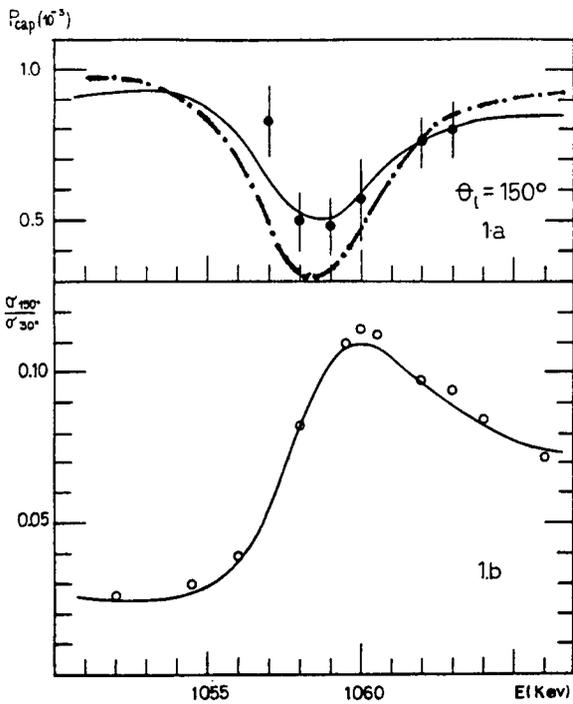
La resonancia  $^{14}N (p, p) ^{14}N$  a  $E_R = 1058$  Kev presenta un momento angular  $l = 0$ , spin  $J = 3/2$  y un ancho parcial  $\Gamma = 6$  Kev<sup>13</sup>, aunque otras mediciones reportan  $\Gamma = 3.5$  Kev<sup>14</sup>. La amplitud elástica es evaluada asumiendo que la colaboración no coulombiana proviene únicamente del  $l = 0$ , y describiendo la resonancia mediante un término de Breit-Wigner:

$$|f_{elas}|^2 = 1/3 |f_{1/2}|^2 + 2/3 |f_{3/2}|^2 \quad (3)$$

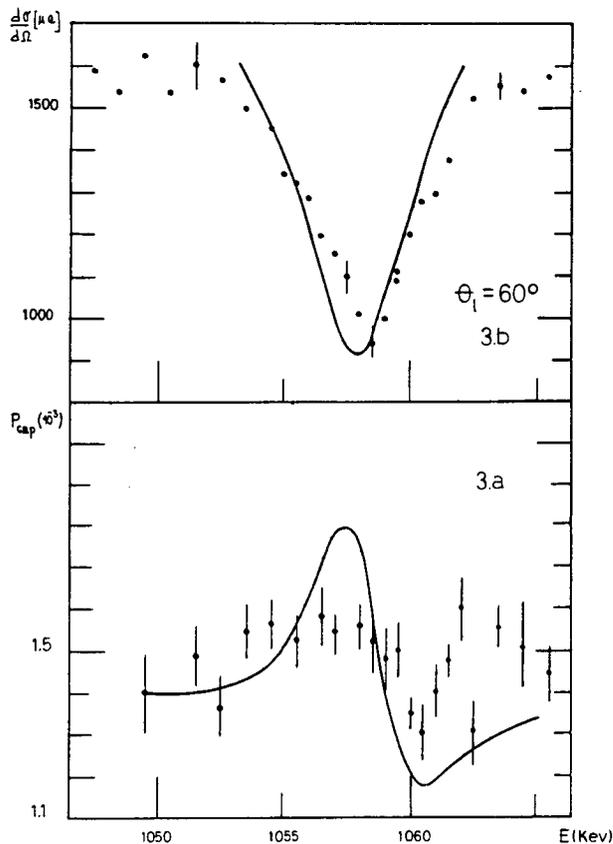
$$f_{1/2} = \tilde{f}_c + \frac{1}{K} e^{i\phi_{1/2}} \text{sen } \phi_{1/2} \quad (4)$$

$$f_{3/2} = \tilde{f}_c + \frac{1}{K} \left[ e^{i\phi_{3/2}} \text{sen } \phi_{3/2} + e^{2i\phi_{3/2}} \frac{\Gamma/2}{E_R - E - i\Gamma/2} \right] \quad (5)$$

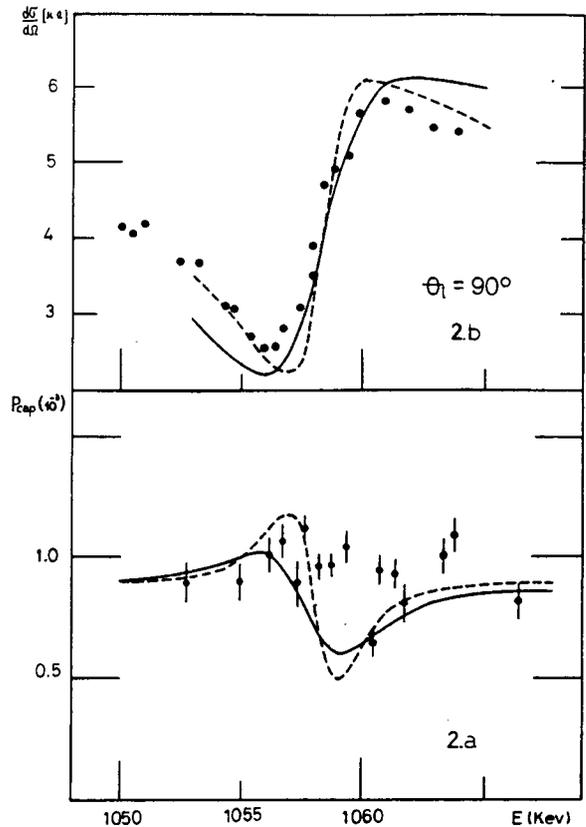
donde  $\tilde{f}_c$  es la amplitud coulombiana (sin el desfase coulombiano  $\sigma_0$ ). Los subíndices 1/2 y 3/2 hacen mención del spin del sistema,  $\phi$  son desfases que dan cuenta de la parte no resonante del potencial nuclear de corto rango y han sido extraídos de la re-



**Fig.1: a)**  $P_{cap} (x 10^{-3})$ . — CIST ( $x 0.6$ ); - - - SPB ( $x 2$ ); • Exp. (Ref 6)  
**b)** Sección elástica (razón  $150^\circ/30^\circ$ ). —  $\Gamma = 6$ ; ° Exp. (Ref 6)



**Fig.3: a)** Idem Fig.2 a  $\theta_{lab} = 60^\circ$  CIST ( $x 0.90$ )



**Fig.2: a)**  $P_{cap} (x 10^{-3})$  a  $q_{lab} = 90^\circ$  CIST ( $x 0.65$ ), —  $\Gamma = 6$ , - - -  $\Gamma = 3.5$ ; • Exp. (Ref. 15).  
**b)** Sección Eficaz Elástica (unidades arbitrarias), —  $\Gamma = 6$ , - - - =  $3.5$ , • Exp. (Ref. 15)

ferencia 14. A los efectos del cálculo de las probabilidades de captura (2), las colaboraciones de ambos spines deben ser promediadas y las contribuciones de cada capa sumadas incoherentemente.

En las figuras 2b a 4b se muestran las secciones eficaces diferenciales elásticas en unidades arbitrarias medidas recientemente por Scheurer y colaboradores<sup>15</sup> así como las calculadas mediante la expresión (3). En la figura 2a a 4a se presentan las probabilidades de captura electrónica obtenidas utilizando la aproximación CIST normalizadas a los resultados experimentales por un factor que se indica en las referencias de las figuras. Como puede verse, aunque existe una sistemática sobreestimación teórica de los resultados experimentales, podemos decir que la descripción cualitativa de la estructura de interferencia es aceptable. A los efectos de mostrar la sensibilidad del cálculo respecto del ancho de la resonancia  $\Gamma$ , los resultados teóricos han sido obtenidos utilizando los dos valores de  $\Gamma$  mencionados anteriormente.

En la figura 1 se presentan los únicos resultados disponibles en la literatura hasta el presente sobre el sistema en estudio<sup>6</sup>. Como puede observarse, el acuerdo cualitativo entre cálculos teóricos y datos

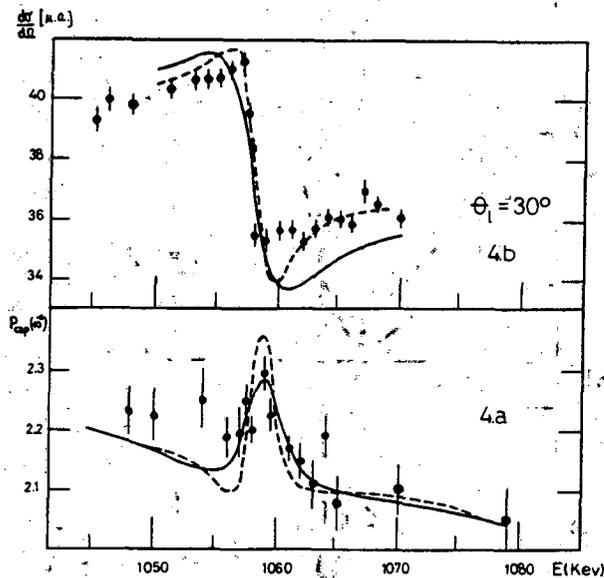


Fig.4: a) Idem Fig.2 a  $\theta_{lab} = 30^\circ$  CIST ( $\times 0.65$ )

experimentales en este caso en muy bueno.

Debe mencionarse que en los presentes cálculos el efecto de retroceso del blanco no ha sido incluido en las semiamplitudes de captura aunque ha sido tenido en cuenta como un factor multiplicativo en las probabilidades de captura.

## REFERENCIAS

1. Ciocchetti G. and Molinari A. N. Cim. 29 1262 (1963)
2. Heinz U. Rep. Prog. Phys 50 145 (1987)
3. Meyerhof W., Chemin J. Adv. Atom. Mol. Phys. 20 173 (1985)
4. Baker O., Meyerhof W., Spooner D. and Stoller Ch. Phys. Rev. Lett. 60, 913 (1988)
5. Horsdal E., Jensen B. and Nielsen K. Phys. Rev. Lett. 57 675 (1988)
6. Scheurer J., Baker O. and Meyerhof W. J. Phys. B, 18 L85 (1985)
7. Baker O., Stoller C., Meyerhof W. and Scheurer J. Nucl. Instr. B 24 89 (1987)
8. Jakubassa-Amundsen D. and Amundsen P. J. Phys. B 18 757 (1985)
9. Amundsen P. and Jakubassa-Amundsen D. Phys. Rev. Lett. 53 222 (1984)
10. Maidagan J., J. Phys. B 21 4177 (1988)
11. Fojón O. y Maidagan J. (en preparación)
12. Blair and Anholt Phys. Rev. A 25 907 (1982)
13. Olness J., Vorona J. and Lewis H. Phys. Rev. 112 475 (1958)
14. Hagedorn F., Mozer F., Webb T., Fowler W. and Lauritsen C. Phys. Rev. 105 219 (1957)
15. Scheurer J., Andriamonje S., Azaiez F., Bertault D., Chemin J., Oubaja. (Comunicación privada).