

# SECCIONES EFICACES DIFERENCIALES DE INTERCAMBIO DE CARGA EN LAS COLISIONES $N^{3+} - H$

L. Opradolce,

Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET, C C 67, Suc 28, (1428) Buenos Aires

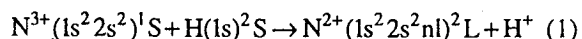
R. D. Piacentini

Instituto de Física Rosario, CONICET y Universidad Nacional de Rosario, Av. Pellegrini 250, 2000 Rosario  
Observatorio Astronómico de Rosario, C C 606, Parque Urquiza, (2000) Rosario

En el presente trabajo se analizan las distribuciones angulares en las colisiones de intercambio de carga entre iones de nitrógeno triplemente ionizado e hidrógeno. Dado que se consideran bajas energías relativas, se emplea una representación molecular del sistema en interacción. Las curvas de energía molecular fueron obtenidas mediante el método del potencial modelo. Las amplitudes de transición se determinan en aproximación de parámetro de impacto y las secciones eficaces diferenciales se calculan en aproximación semiclásica *eikonal*. Se obtienen las típicas estructuras oscilantes observadas por los autores y colaboradores en otros sistemas asimétricos ( $He^{2+}-H$ ,  $Li^{3+}-H$ ,  $Li^{3+}-Li$ ), con particularidades inherentes al sistema en estudio.

## I. PROPÓSITO Y MÉTODO

El sistema colisional de nitrógeno 3 veces ionizado e hidrógeno es de interés astrofísico<sup>1</sup> y la reacción de intercambio de carga



fue estudiada teórica<sup>2-5</sup> y experimentalmente<sup>6-7</sup> por varios autores a nivel de secciones eficaces totales. Hay acuerdo entre los resultados teóricos entre sí pero se encuentran discrepancias entre teoría y experimento, debido supuestamente a la presencia de metaestables que dificultan la calibración de este último.

El presente trabajo tiene como objeto completar el estudio teórico de la reacción (1) efectuando el cálculo de la dispersión angular.

Las velocidades de colisión consideradas son bajas con respecto a las de "orbitación" del electrón activo (inicialmente ligado al hidrógeno) lo que nos permite aproximar al sistema por la cuasimolécula  $(NH)^{3+}$ . La dinámica del problema se resolvió en aproximación semiclásica *eikonal* en la cual la sección eficaz diferencial está dada en el sistema centro de masa por

$$\frac{d\sigma^{eik}}{d\Omega}(\theta) = \mu^2 v^2 \sum_j \left| \int_0^\infty d\rho \rho A_j(\rho) J_m(2\mu v \rho \sin(\theta/2)) \right|^2 \quad (2)$$

donde  $m$  es el número cuántico azimutal del canal final  $j$ ,  $\mu$  la masa reducida del sistema,  $v$  la velocidad relativa,  $\rho$  el parámetro de impacto,  $J_m$  la función de Bessel de orden  $m$ ,  $\theta$  el ángulo de dispersión y

$$A_j(\rho) = t_j(\rho) \exp\left(\frac{2iZZ'}{v} \ln \rho\right) \quad (3)$$

O sea, se escribe  $A_j$  como la amplitud de transición  $t_j(\rho)$  multiplicada por un factor de fase que depende de  $\rho$ , de  $v$  y de las cargas efectivas  $Z$  y  $Z'$  de los carozos.

El  $t_j(\rho)$  se calcula en aproximación de parámetro de impacto previa obtención de las energías moleculares y de los elementos de matriz de los acoplamientos dinámicos mediante el método del potencial modelo como describe Gargaud<sup>5</sup>.

## II. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En la Fig. 1 se presentan las curvas de energía electrónica correspondientes al canal de entrada y al único canal de intercambio de carga relevante. Los cuales tienden a grandes distancias internucleares a  $N^{3+}(1s^2 2s^2) + H(1s)$  y  $N^{2+}(1s^2 2s^2 3s) + H^+$  respectivamente.

Estos estados se pseudocruzan cuando los carozos se encuentran a  $9au$  lo cual favorece la

transición electrónica. Los demás canales de intercambio potencialmente abiertos contribuyen a lo sumo en un 4% a las secciones totales<sup>5</sup> por lo que no han sido tenidos en cuenta en el cálculo de la dispersión angular.

En la Fig. 2 mostramos los resultados de la

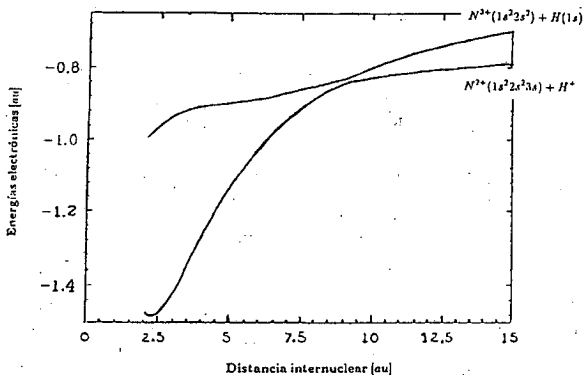


Fig. 1: Energías electrónicas moleculares del sistema  $(NH)^{3+}$ .

sección eficaz diferencial *eikonal* de la reacción (1), con  $nl=3s$ , para una velocidad relativa de  $0.15au$ .

La estructura oscilatoria a grandes ángulos se puede explicar a partir de la relación clásica,  $\rho \approx \theta^{-1}$ , entre el parámetro de impacto ( $\rho$ ) y el ángulo de dispersión ( $\theta$ ).

En la Fig. 3 se representa un cálculo semiclásico simplificado de la sección diferencial,

$$\frac{d\sigma^{scRuth}}{d\Omega}$$

utilizando esa relación explícitamente

$$\frac{d\sigma^{scRuth}}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{Ruth}}{d\Omega} \sum_j |A_j(\rho_c)|^2 \quad (4)$$

donde 
$$\frac{d\sigma^{Ruth}}{d\Omega}$$

es la sección eficaz diferencial de Rutherford para la dispersión de los carozos y  $\rho_c$  está dado por

$$\rho_c = \frac{ZZ'}{\frac{\mu}{2} v^2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (5)$$

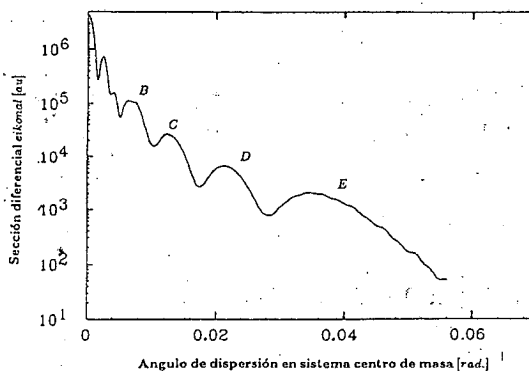


Fig. 2: Sección eficaz diferencial de intercambio de carga para la reacción (1) en aproximación *eikonal* a velocidad relativa  $v = 0.15 au$ .

La expresión (4) es una buena aproximación a la fórmula *eikonal* (2) para valores no muy pequeños de  $v$  y  $\theta$ .

Se aprecia que las últimas oscilaciones de las Figs. 2 y 3 se corresponden. Estas provienen de las oscilaciones de la probabilidad de transición (Fig. 4). Las correspondencias están marcadas con las letras A, B, C, D y E en las Figs. 2 a 4.

No existiendo en la bibliografía otros datos de secciones eficaces diferenciales de la reacción (1) con los cuales contrastar nuestros resultados, se realizó la integración angular de los mismos encontrándose para  $v = 0.15au$  una sección eficaz total de  $18.5 \cdot 10^{-16} cm^2$ . Este resultado difiere en un 6% respecto del calculado por Gargaud *et. al*<sup>5</sup> que está en razonable acuerdo con la tendencia experimental en esa zona de velocidades<sup>6,7</sup>. Esta pequeña diferencia resulta de la utilización de la aproximación semiclásica en el presente trabajo, mientras que aquellos autores<sup>5</sup> emplearon el método cuántico.

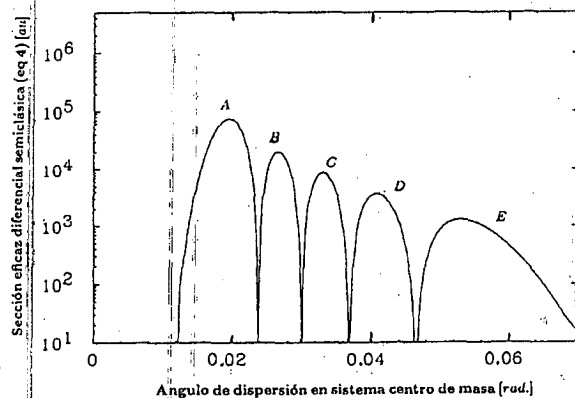


Fig. 3: Sección eficaz diferencial de intercambio de carga para la reacción (1) en aproximación semiclásica de Rutherford (eq. 4).

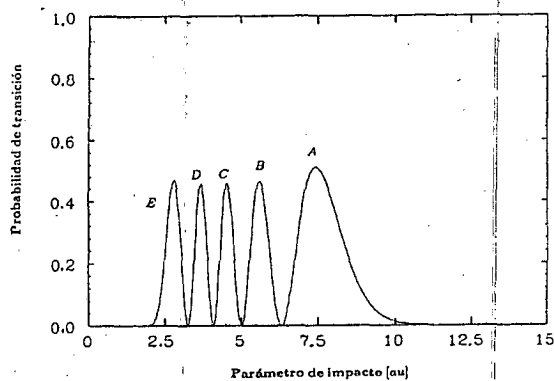


Fig. 4: Probabilidad de transición de la reacción (1) en función del parámetro de impacto a velocidad relativa  $v = 0.15$  au.

## REFERENCIAS

1. Pequinot D, Aldrovandi S, Stasinska G. *Astron. Astrophys.* **63**, 313 (1978).
2. Christensen R B, Watson W D, Blint R J. *Astrophys. J.* **213**, 712 (1977).
3. Mc Carroll R, Valiron P. *Astron. Astrophys.* **78**, 177 (1979).
4. Binstock S, Dalgarno A, Heil T G. *Phys. Rev. A.* **29**, 503.
5. Gargaud M, McCarroll R 1985. *J. Phys. B.: At. Mol. Phys.*, **18**, 463 (1984).
6. Huber B A, Kahlert H J 1984. Reporte Interno.
7. Crandall D H, Phaneuf R A, Meyer F W. *Phys. Rev. A***19**, 504 (1979).
8. Winter T G, Hatton G J, Day A R, Lane N F. *Phys. Rev. A***36**, 625 (1987).