

# SECCIONES EFICACES DIFERENCIALES EN COLISIONES ION-ATOMO RELATIVISTAS

O. A. Fojón y R. D. Rivarola

*Intituto de Física Rosario (CONICET-UNR)*

*y Escuela de Ciencias Exactas y Naturales, Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, Universidad Nacional de Rosario, Av. Pellegrini 250, 2000, Rosario.*

Se estudia teóricamente la captura electrónica en colisiones ión-átomo a energías de impacto relativistas utilizando dos modelos diferentes de onda distorsionada: las aproximaciones MCIS<sup>1</sup> y MCDW<sup>2</sup>. Se analizan las contribuciones de los mecanismos de dos etapas de Thomas a las secciones eficaces diferenciales para los casos con y sin cambio en el spin del electrón capturado. Se consideran en particular los sistemas  $H^+ + H$  y  $U^{92+} + U^{91}$  para energías de impacto desde 1 GeV/amu a 100 GeV/amu.

## I. INTRODUCCION

El objeto de este trabajo es el estudio de los procesos de intercambio electrónico de capa K del blanco a capa K del proyectil a energías de impacto relativistas. Mediante el uso de modelos de onda distorsionada, obtenemos expresiones para las secciones eficaces diferenciales de captura para los casos con y sin cambio del spin electrónico. En un trabajo previo<sup>2</sup>, Deco y Rivarola desarrollaron una aproximación de onda distorsionada denominada Matrix Continuum Distorted Wave (MCDW). En dicha aproximación, los spinores correspondientes a los estados iniciales y finales del electrón (en nuestro caso, estados ligados 1s) son distorsionados con operadores matriciales. Dichas distorsiones corresponden en el canal inicial (final) a estados del electrón en el continuo del proyectil (blanco). De esta forma, el electrón se encuentra sometido simultáneamente a los campos del blanco y del proyectil en el canal inicial (final). Las funciones de onda distorsionadas inicial y final en la aproximación MCDW poseen las correctas condiciones asintóticas del problema de colisión, conteniendo así los comportamientos coulombianos de largo rango de las perturbaciones correspondientes. Además, MCDW posee como límite no relativista a la aproximación Continuum Distorted Wave<sup>3</sup> (CDW), modelo de onda distorsionada válido para energías no relativistas.

Con la aproximación MCDW y con la aproximación Matrix Continuum Intermediate State (MCIS) introducida por McCann<sup>1</sup>, calculamos secciones eficaces diferenciales para los sistemas  $H^+ + H$  y  $U^{92+} + U^{91}$ . En la aproximación MCIS sólo se distorsiona el canal inicial y se lo hace en forma similar a MCDW. Comparamos nuestros resultados con otros teóricos recientes<sup>4</sup>, lo cual nos permite determinar la necesidad

de describir los estados en los canales inicial y final con funciones a dos centros, cuando las cargas nucleares de los agregados se hace importante. Como ejemplo de ello se presentan por primera vez secciones eficaces diferenciales correspondientes a MCDW y MCIS para el sistema  $U^{92+} + U^{91}$ , las cuales, a diferencia de los resultados recientes mencionados<sup>4</sup> predicen la existencia de estructuras en la región próxima al ángulo crítico relativista de Thomas.

## II. LA APROXIMACION MCDW

Resumimos aquí la aproximación MCDW expuesta en detalle en la Ref. 2. Utilizamos para ello unidades atómicas.

Consideramos como proyectil, por simplicidad, un ión pesado desnudo de carga nuclear  $Z_p$  y un blanco monoeléctrico (atómico o iónico) de carga nuclear  $Z_T$ .

Llamamos a S y S' a los sistemas de referencia fijos al blanco y al proyectil, respectivamente.

El movimiento relativo de los núcleos se describe clásicamente utilizando la versión de línea recta de la aproximación de parámetro de impacto.

La amplitud de transición en función del parámetro de impacto  $\rho$  se escribe en primer orden, en la forma

$$A_{if}(\rho) = -i \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int d\tau_T (T\chi_f')^+ (H - i \frac{\partial}{\partial t}) \chi_i \quad (1)$$

donde H es el Hamiltoniano total electrónico de Dirac descrito en el sistema S, el operador T transforma los 4 spinores del sistema S' al S, el símbolo  $a^+$  indica el adjunto de Dirac de la función  $a$  y las funciones distorsionadas inicial y final se eligen de la forma

$$\chi_i \simeq (T\Omega_i T^{-1})\Phi_i \quad (2)$$

$$\chi_f \simeq (T^{-1}\Omega_f T)\Phi_f \quad (3)$$

siendo  $\Phi_i$  y  $\Phi_f$  los 4-spinores ligados inicial y final vistos desde los sistemas S y S' respectivamente, y  $\Omega_{i,f}$  las matrices de Furry dadas por

$$\Omega_i = \exp(\pi Z_p / 2\nu) \Gamma(1 - iZ_p / \nu) \left( I - \frac{i}{2\gamma c} \alpha \cdot \nabla_{\mathbf{r}'_p} \right) F_1(iZ_p / \nu; 1; i\gamma(\nu \mathbf{r}'_p + \mathbf{v} \cdot \mathbf{r}'_p)) \quad (4)$$

$$\Omega_f = \exp(\pi Z_T / 2\nu) \Gamma(1 + iZ_T / \nu) \left( I - \frac{i}{2\gamma c} \alpha \cdot \nabla_{\mathbf{r}_T} \right) F_1(iZ_T / \nu; 1; i\gamma(\nu \mathbf{r}_T + \mathbf{v} \cdot \mathbf{r}_T)) \quad (5)$$

En las ecuaciones (1), (4) y (5),  $\mathbf{r}_T$  ( $\mathbf{r}'_p$ ) y  $t$  ( $t'$ ) son el vector posición relativo al blanco (proyectil) y el tiempo medidos desde S (S'), respectivamente y  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  con  $\beta = v/c$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz.

Para efectuar la evaluación numérica de las secciones eficaces, se efectúa la conocida transformación

$$A_f(\rho) = (2\pi)^{-1} \int d\rho R_f(\eta) \exp(-i\eta \cdot \rho) \quad (6)$$

donde  $\eta$  es el momento transversal transferido.

Las secciones eficaces diferenciales se obtienen entonces haciendo

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (M_p \gamma \nu)^2 |R_f(\eta)|^2 \quad (7)$$

Utilizando para los estados ligados iniciales y finales spinores de Darwin cuasirelativistas y haciendo algunas aproximaciones, se pueden obtener expresiones analíticas para  $R(\eta)$  sencillas de calcular<sup>2</sup>, para los casos de captura con y sin cambio de spin electrónico.

### III. RESULTADOS Y CONCLUSIONES

En figuras 1.a y 1.b presentamos secciones eficaces diferenciales para  $H^+ + H$  a 1 GeV para los casos

con y sin cambio de spin electrónico, respectivamente. Comparamos los resultados obtenidos con las aproximaciones MCDW, MCIS, y segundo orden de la serie de Born (OBK2<sup>4</sup>). Como puede verse, el modelo MCDW presenta una estructura del valle superpuesta al pico de Thomas. Como se ha mostrado para el caso no relativista<sup>5</sup>, este efecto proviene de la interferencia entre las distorsiones electrón-proyectil y electrón núcleo del blanco presentes en el canal inicial y final, respectivamente. Dado que MCIS posee sólo una distorsión, no presenta esta estructura. Como puede verse, los procesos con cambio de spin no colaboran en la región de ángulo cero, característica distintiva de estas reacciones. Se puede observar también un muy buen acuerdo entre MCDW, MCIS y OBK2, salvo para la región correspondiente al pico de Thomas, donde MCIS toma valores más altos. Para ángulos a la izquierda del pico de Thomas se presenta una valle. Esta región está esencialmente determinada por los órdenes superiores al segundo orden de Born<sup>5</sup>, lo cual explica la sobreestimación de los resultados OBK2 respecto a los MCDW. La comparación con el modelo no relativista CDW muestra un corrimiento del pico de Thomas relativista hacia ángulos menores que los del caso no relativista. La ubicación del pico también puede obtenerse de un cálculo clásico relativista sencillo, resultando

$$\theta_{lab}^{Thomas} \simeq \frac{m}{M_p} \frac{\sqrt{\gamma + 2}}{(\gamma + 1)} \quad (8)$$

donde  $m$  y  $M_p$  son la masa del electrón y el proyectil respectivamente. Este resultado coincide con el no relativista para  $\gamma \rightarrow 1$ .

En Figs. 2 y 3 analizamos el caso de  $U^{92+} + U^{91+}$  a 5 y 100 GeV/amu, respectivamente. Se explicita la contribución de los procesos con y sin cambio de spin. La zona correspondiente al pico de doble dispersión está denominada por los procesos con cambio de spin, privilegiándose nuevamente la región de ángulos para las reacciones sin cambio de spin. En la aproximación MCDW la interferencia debida a la presencia de los dos continuos (proyectil y blanco) provoca un notable valle en la región próxima al pico de Thomas, si bien esta estructura se encuentra ligeramente desplazada hacia ángulos mayores que los correspondientes al pico de Thomas clásico. En MCIS se observa la presencia de un pico de Thomas menos que para el caso  $H^+ + H$ . Esto era de esperar dado que en el caso de  $U^{92+} + U^{91+}$  tenemos  $Z_T / \nu^* \sim 1$ , siendo el proceso de

doble dispersión de Thomas característico de altas velocidades:  $v \gg Z_{TP}$ . Sin embargo, debemos remarcar la aparición de dicha estructura en MCIS, contrariamente a lo predicho por OBK2<sup>4</sup>. De la comparación de los resultados MCDW, MCIS y OBK2 surge una tremenda sobreestimación dada por OBK2, donde las funciones que describen el canal inicial y final son elegidas a un centro (núcleo del blanco o proyectil). La aproximación OBK2 da una imagen incompleta de la colisión haciéndose notable este efecto al aumentar  $Z_T$  y  $Z_p$ . La aproximación OBK2 da entonces una incorrecta representación de la reacción de captura electrónica.

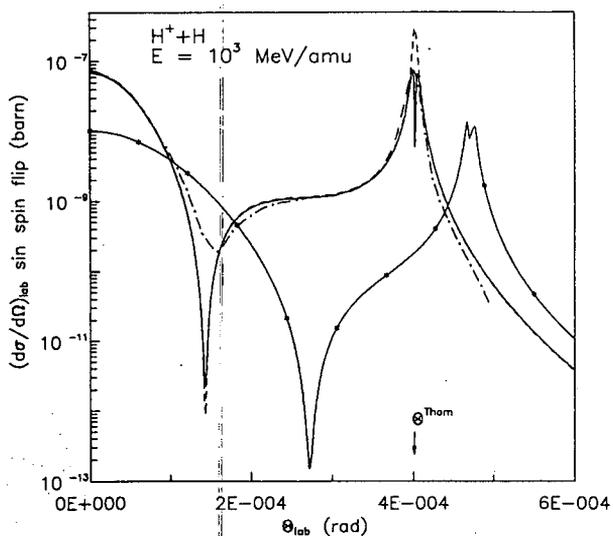


Fig. 1a: Secciones eficaces diferenciales sin cambio de spin para  $H^+ + H$  a  $E = 10^3$  MeV/amu. Línea llena, MCDW; línea de trazos, MCIS; línea de trazos y puntos, OBK2<sup>4</sup>; línea llena y asteriscos, CDW.

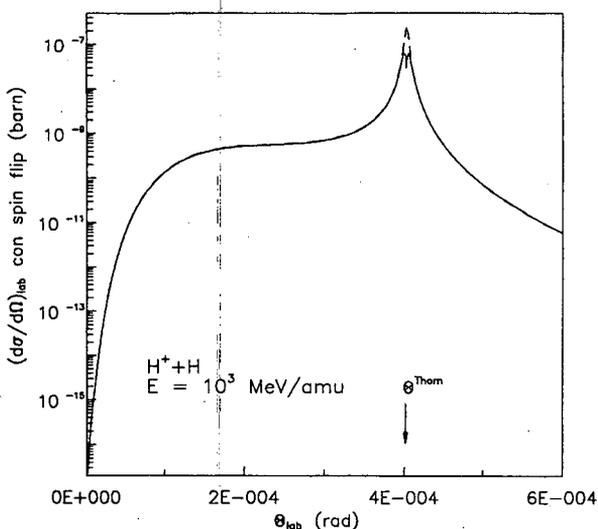


Fig. 1b: Idem 1.a. pero con cambio de spin.

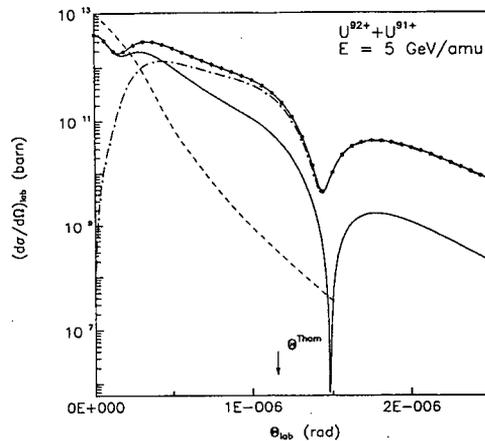


Fig. 2.a: Secciones eficaces diferenciales para  $U^{92+} + U^{91+}$  a  $E = 5$  GeV/amu. Línea llena, MCDW sin cambio de spin; línea de trazos y puntos, MCDW con cambio de spin; línea llena con asteriscos, MCDW total; línea de trazos, OBK2  $\times 10^{-4}$ .

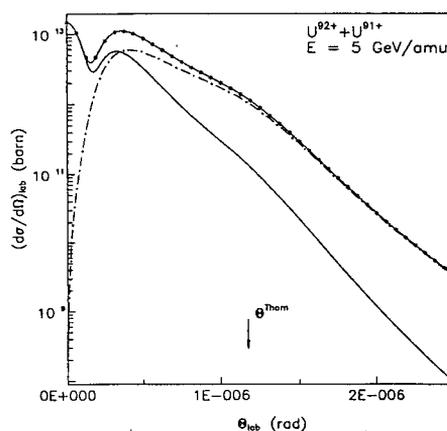


Fig. 2.b.: Secciones eficaces diferenciales para  $U^{92+} + U^{91+}$  a  $E = 5$  GeV/amu. Línea llena, MCIS sin cambio de spin; línea de trazos y puntos, MCIS con cambio de spin; línea llena con asteriscos, MCIS total.

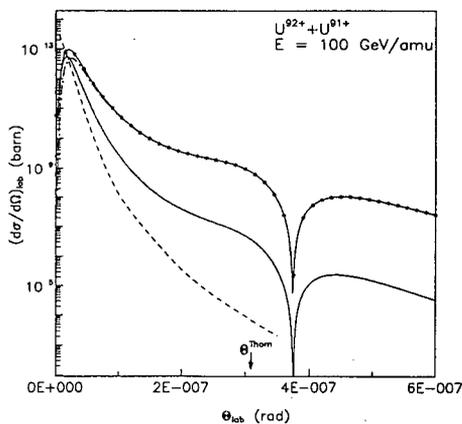


Fig. 3.a.

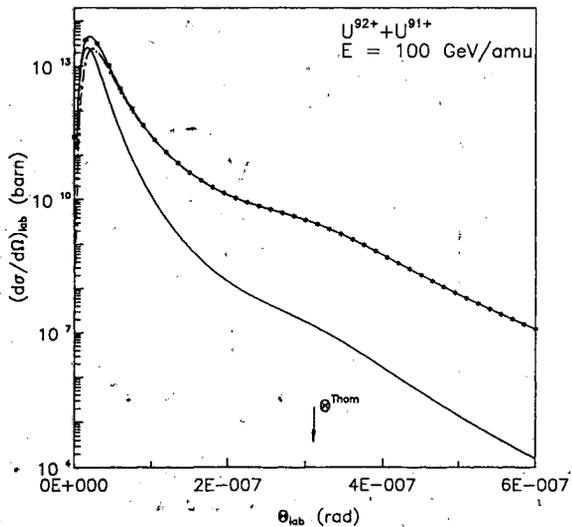


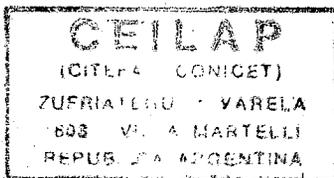
Fig. 3.a. y 3.b.: Idem 2.a. y 2.b., respectivamente, pero con  $E = 100$  GeV y además  $OBK2 \times 10^{-5}$ .

Concluyendo, hemos analizado la captura electrónica a muy altas energías de impacto, demostrando la necesidad de describir la reacción utilizando funciones

de dos centros simultáneos (proyectil y blanco). Hemos estudiado la posible existencia de estructuras de doble dispersión en las secciones eficaces diferenciales aún para sistemas muy pesados. Hemos mostrado en la región de doble dispersión de Thomas las reacciones de captura están dominadas por los procesos con cambio de spin electrónico. Aún cuando no se hayan presentado en este trabajo, este predominio de las reacciones con cambio de spin también se ha constatado para  $H^+ + H$  a energías suficientemente altas.

## REFERENCIAS

- 1- McCann J. F., J. Phys. B 18, L659 (1985)
- 2- Deco G. and Rvarola R., J. Phys. B 20, 3853 (1987)
- 3- Cheshire I. H., Proc. Roy. Soc. London 84, 89 (1964)
- 4- Decker F. and Eichler J. Phys. Rev. A 44, 377 (1991); Phys. Rev. A 44, 2195 (1991)
- 5- Rivarola R., Phys. Rev. A 30, 1122 (1984)



Recibido 05/06/96