

Mecanismo de Thomas en colisiones relativistas positrón-átomo hidrogénico.

D.N. AGUILERA, O. A. FOJON* Y R. D. RIVAROLA*

*INSTITUTO DE FISICA ROSARIO (CONICET-UNR) Y ESCUELA DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES, FCEIA, UNR
AV. PELLEGRINI 250 - (2000) ROSARIO - ARGENTINA

e-mail: ofojon@unrctu.edu.ar

Se estudia teóricamente la captura electrónica en colisiones positrón-átomo hidrogénico a energías de impacto relativistas usando modelos de onda distorsionada matriciales. Se analiza en las secciones eficaces diferenciales de los procesos sin o con cambio de spin del electrón capturado la presencia de un pico en el ángulo crítico de Thomas.

The electron capture in a positron-hydrogenic atom collision at high relativistic impact energies is theoretically studied by using matricial distorted wave models. The presence of a peak at the Thomas' critical angle in the differential cross sections is analysed in the without or with spin-flip cases.

Introducción

El estudio teórico de la captura electrónica por proyectiles livianos resulta más complicado que en el caso de pesados debido a que se deben rever las condiciones bajo las cuales se pueden realizar las aproximaciones semiclásicas válidas para estos últimos (aproximación del parámetro de impacto). En este trabajo se estudia teóricamente la transferencia de carga de capa K de un blanco hidrogénico a capa K de un proyectil liviano (positrón) a energías de impacto relativistas. Se usan modelos de onda distorsionada relativistas desarrollados previamente para colisiones entre iones pesados que involucran distorsiones matriciales: $MCDW^{(1)}$ (Matrix Continuum Distorted Wave - Onda Distorsionada del Continuo Matricial) y $MCIS^{(2)}$ (Matrix Continuum Intermediate State - Estado Intermedio del Continuo Matricial). En $MCDW$ los espinores ligados inicial y final son distorsionados con funciones del continuo del proyectil y del núcleo blanco, respectivamente; en $MCIS$ sólo el espinor inicial es distorsionado de esta manera. Por esto $MCDW$ presenta correctas condiciones de contorno mientras que $MCIS$ sólo respeta las condiciones asintóticas para el canal inicial.

Ambas aproximaciones al introducir términos de orden superior permiten describir adecuadamente el proceso clásico de Thomas en dos etapas⁽³⁾: primero el proyectil colisiona con el electrón desviando éste hacia el blanco y en una segunda colisión de estos dos últimos el electrón es dispersado con una velocidad similar a la del proyectil, produciéndose así la captura. Trabajos previos han estudiado la presencia de este mecanismo en las colisiones positrón-átomo hidrogénico a energías altas no relativistas⁽⁴⁾.

Se utilizan unidades atómicas ($\hbar = m = e = 1$).

Teoría

Se exponen brevemente las aproximaciones $MCDW$ y $MCIS$ citadas. Se considera la siguiente colisión:

$$e^+ + (Z_T + e^-) \rightarrow (e^+ + e^-) + Z_T \quad (1)$$

en la que un positrón e^+ con velocidad de impacto v colisiona sobre un átomo hidrogénico de carga Z_T en el estado fundamental, dando lugar a un átomo de positronio (e^+e^-) en su estado fundamental.

Sean S y S' los sistemas de referencia fijos al blanco y al proyectil, respectivamente. El cuadvectores espacio-temporal del electrón respecto al sistema S se indica con (r_T, t) y (r_P, t') con respecto a S'.

El movimiento del positrón respecto al núcleo blanco se describe como una trayectoria rectilínea, utilizando la aproximación clásica de parámetro de impacto. Dicha aproximación resulta válida para proyectiles livianos (positrón) si se verifica que la longitud de onda de de Broglie λ asociada al núcleo blanco es pequeña comparada con la dimensiones atómicas ($\lambda \ll 1$) y la colisión está confinada a ángulos θ pequeños respecto de la dirección de incidencia ($\theta \ll 1$)⁽⁵⁾. Dichas condiciones podemos considerar que comienzan a verificarse para energías de impacto del positrón superiores a 5 MeV.

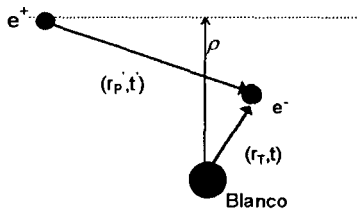


Figura 1: Coordenadas utilizadas en el texto

La amplitud de transición en función del parámetro de impacto ρ está dada por:

$$A_{if}(\bar{\rho}) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \int dr_T (T\chi_f')^\dagger (H - i \frac{\partial}{\partial t}) \chi_i \quad (2)$$

donde H es el Hamiltoniano total electrónico de Dirac descrito en el sistema S y el operador T transforma los cuadri-spinores del sistema S' al S. Las funciones de onda distorsionadas inicial y final se eligen

$$\chi_i^{MCDW} = \chi_i^{MCIS} = (T\Omega_i T^{-1})\Phi_i \quad (3)$$

$$\chi_{f,2}^{MCDW} = (T^{-1}\Omega_f T)\Phi'_{f,2} \quad (3.a)$$

$$\chi_{f,2}^{MCIS} = \Phi'_{f,2} \quad (3.b)$$

donde Φ_i y Φ'_{f_j} son los espinores ligados relativistas inicial con espín hacia arriba y final con espín hacia arriba o hacia abajo ($j=1,2$),

vistos desde los sistemas S y S', respectivamente. Estos espinores se describen dentro de la aproximación de Darwin⁽⁶⁾.

Las matrices de Furry⁽⁷⁾ Ω_i y Ω_f vienen dadas por

$$\Omega_i = e^{\pi Z_P/2\nu} \Gamma(1-i/\nu) \left(\tilde{I} - \frac{i}{2\gamma c} \tilde{\alpha} \cdot \nabla_{r_P} \right) {}_1F_1(i/\nu; 1; i\gamma(vr_P' + \bar{v} \cdot \bar{r}_P)) \quad (4)$$

$$\Omega_f = e^{\pi Z_T/2\nu} \Gamma(1+iZ_T/\nu) \left(\tilde{I} - \frac{i}{2\gamma c} \tilde{\alpha} \cdot \nabla_{r_T} \right) {}_1F_1(iZ_T/\nu; 1; i\gamma(vr_T + \bar{v} \cdot \bar{r}_T)) \quad (5)$$

donde $\gamma = (1-\beta^2)^{1/2}$ con $\beta = v/c$ siendo $c = 137$ la velocidad de la luz en el vacío. ${}_1F_1(a/\nu; 1; i\gamma(vr_{T,P} + \bar{v} \cdot \bar{r}_{T,P}))$, con $a = Z_{T,P}/\nu$, es la función hipergeométrica confluyente que describe estados del continuo coulombiano y $\tilde{\alpha}$ las matrices de Dirac⁽⁶⁾.

Utilizando las transformadas de Fourier, la amplitud de transición dada por (2) puede escribirse como

$$A_{if}(\bar{\rho}) = (2\pi)^{-1} \int d\bar{\eta} R_{if}(\bar{\eta}) e^{-i\bar{\eta} \cdot \bar{\rho}} \quad (6)$$

donde $\bar{\eta}$ es el momento transferido. La sección eficaz diferencial (SED) se obtiene entonces

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (M_p \gamma v)^2 |R_{if}(\bar{\eta})|^2 \quad (7)$$

siendo $M_p = 1$ la masa del proyectil (positrón).

Resultados y conclusiones

En las figuras (2) y (3) se muestran las SED, MCIS y MCDW para la reacción $e^+ + H(1s)$ sin y con cambio de spin, respectivamente, a energía de impacto $E = 8.94 \text{ MeV}$ ($v = 136.8 \text{ u.a.}$).

Es de notar el buen acuerdo que presentan ambos modelos en todo el rango angular estudiado, excepto por la presencia de una estructura de valle superpuesta al pico de Thomas que presenta la aproximación MCDW. Dicha estructura puede atribuirse a una interferencia destructiva entre términos que

involucran las distorsiones de los dos continuos presentes en dicha aproximación⁽¹⁾.

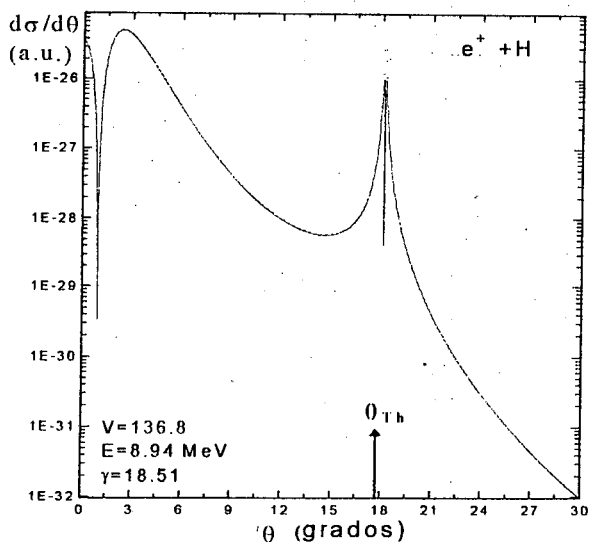


Figura 2: Sección eficaz diferencial sin cambio de spin para la colisión $e^+ + H$ a velocidad de impacto del positrón $v = 138.8$ u.a. — MCDW, MCIS.

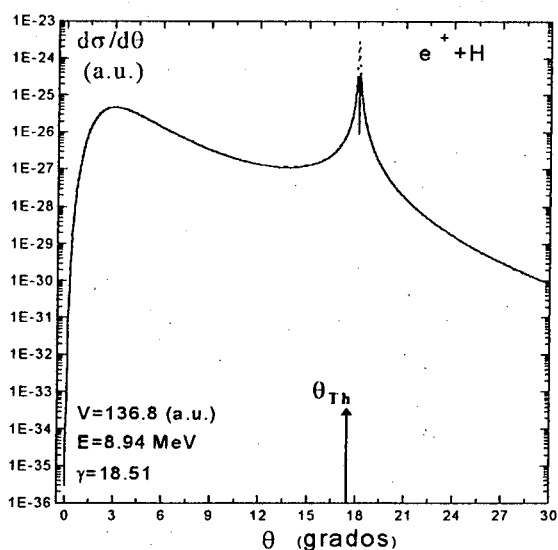


Figura 3: Sección eficaz diferencial con cambio de spin para la colisión $e^+ + H$ a velocidad de impacto del positrón de $v = 138.8$ u.a. — MCDW, MCIS.

Se observa en las SED una estructura de pico localizada alrededor del valor del ángulo crítico de Thomas (θ_{Th}):

$$\text{sen } \theta_{Th} = \left(\frac{2}{\gamma + 3} \right)^{1/2} \quad (8)$$

obtenido mediante un cálculo clásico relativista.

Puede verse en las figuras que las SED correspondientes a los procesos sin cambio de

spin tienden a un valor no nulo cuando el ángulo de dispersión tiende a cero, dominando a las SED con cambio de spin. A pequeños ángulos de dispersión colaboran globalmente los procesos de parámetro de impacto grande, por lo tanto el campo magnético producido por el proyectil no será suficientemente fuerte como para provocar un cambio de espín electrónico⁽⁸⁾.

Por otro lado la región del ángulo crítico de Thomas está dominada por los procesos con cambio de spin. Un comportamiento similar se presenta en el caso de colisiones con proyectiles pesados⁽⁸⁾.

Referencias

- 1 - G.R.Deco y R.D.Rivarola, J.Phys. B 20 (1987), 3853.
- 2 - J.F.McCann, J.Phys. B 18 (1985), L659.
- 3 - L.H.Thomas, Proc. R. Soc. London 114 (1927), 561.
- 4 - O.A.Fojón, R.D.Rivarola, R.Gayet, J.Hanssen y P.A.Hervieux - J.Phys. B 30 (1997), 2199.
- 5 - R.Mc.Carroll y A.Salin - J.Phys. B (Proc. Phys. Soc.), (1968) Ser 2, Vol 1, 163.
- 6 - J.D.Bjorken and S.D.Drell - "Relativistic Quantum Mechanics" (1964).- Mc.Graw-Hill Book Company.
- 7 - W.H.Furry, Phys. Rev. A 46 (1934), 391.
- 8 - G.R.Deco, O.A.Fojón y R.D.Rivarola, Nucl. Instrum.B 98 (1995), 231.