

"Investigaciones recientes sobre captura electrónica en colisiones atómicas".

Roberto D. Rivarola^{+,*}

+ Instituto de Física Rosario (Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y Universidad Nacional de Rosario), Av. Pellegrini 250, 2000 Rosario, Argentina.

* Laboratoire des Collisions Atomiques (Equipe de Recherches N°260 del Centre National de la Recherche Scientifique y Université de Bordeaux I), 351 Cours de la Libération, 33405 Talence, Francia.

En el presente trabajo nos interesamos por los procesos de captura electrónica en colisiones ión-átomo para energías de impacto no-relativistas intermedias ($v \sim v_e$, $v \ll c$; con v la velocidad de colisión y v_e la velocidad media orbital del electrón en el estado ligado inicial o final), altas ($v \gg v_e$, $v \ll c$) y altas relativistas ($v \gg v_e$, $v \lesssim c$). Discutiremos algunos trabajos realizados en los últimos cinco años, con el objeto de dar una visión general sobre el avance del conocimiento en el tema. Focalizaremos principalmente nuestra atención en el desarrollo y utilización de modelos de onda distorsionada.

Como es bien conocido, estos modelos a tres cuerpos son introducidos para la obtención de series perturbativas rápidamente convergentes y para evitar la aparición de infinitos en tales series asociados con descripciones que contengan diagramas desconectados⁽¹⁻³⁾. Así, las series perturbativas se desarrollan considerando una base de funciones de onda que contengan información de la acción simultánea de los campos del blanco residual y del proyectil sobre el electrón "activo" a ser capturado.

En el caso monoeléctrico no-relativista debemos resolver la ecuación de Schrödinger

$$(H - i\partial/\partial t|_{\underline{x}}) \Psi_j^{\pm} = \left(-\frac{\nabla^2}{2} - \frac{Z_T}{x} - \frac{Z_P}{s} + \frac{Z_T Z_P}{R} - i\partial/\partial t|_{\underline{x}} \right) \Psi_j^{\pm} = 0; j=i, f \quad (1)$$

donde Z_T (Z_P) es la carga nuclear del blanco (proyectil), \underline{x} (\underline{s})

es el vector posición del electrón respecto al blanco (proyector), \underline{R} es el vector internuclear y Ψ_i^\pm (Ψ_f^\pm) es la función de onda inicial (final) exacta con correctas condiciones salientes (entrantes). Las funciones Ψ_j^\pm verifican los comportamientos límites

$$\Psi_i^+ \simeq \Phi_i \cdot \exp\left[i \frac{z_P(z_T-1)}{v} \ln(vR - vzt)\right] \quad (2)$$

$$\Psi_f^- \simeq \Phi_f \cdot \exp\left[-i \frac{z_T(z_P-1)}{v} \ln(vR + vzt)\right] \quad (3)$$

satisfaciendo Φ_i y Φ_f las ecuaciones

$$\begin{aligned} (H_i - i\partial/\partial t|_{\underline{x}}) \Phi_i &= \\ &= \left(-\frac{\nabla^2}{2} - \frac{z_T}{x} - i\partial/\partial t|_{\underline{x}}\right) \Phi_i = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} (H_f - i\partial/\partial t|_{\underline{x}}) \Phi_f &= \\ &= \left(-\frac{\nabla^2}{2} - \frac{z_P}{s} - i\partial/\partial t|_{\underline{x}}\right) \Phi_f = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

Consideremos dos potenciales de distorsión U_i y U_f , tal que

$$H = H_i + V_i = H_i + U_i + W_i = H_i^d + W_i \quad (6)$$

$$= H_f + V_f = H_f + U_f + W_f = H_f^d + W_f \quad (7)$$

siendo W_i y W_f las perturbaciones asociadas con los Hamiltonianos distorsionados H_i^d y H_f^d , respectivamente. Las funciones de onda distorsionadas inicial χ_i^+ y final χ_f^- deben ser soluciones de las ecuaciones

$$(H_i^d - i\partial/\partial t|_{\underline{x}}) \chi_i^+ = (H_i + U_i - i\partial/\partial t|_{\underline{x}}) \chi_i^+ = 0 \quad (8)$$

$$(H_f^d - i\partial/\partial t|_{\underline{x}}) \chi_f^- = (H_f + U_f - i\partial/\partial t|_{\underline{x}}) \chi_f^- = 0 \quad (9)$$

con las correctas condiciones asintóticas dadas por

$$\chi_i^+ \simeq \Psi_i^+ \quad \text{para } t \rightarrow -\infty \quad (10)$$

$$\chi_f^- \simeq \Psi_f^- \quad \text{para } t \rightarrow +\infty \quad (11)$$

La amplitud de dispersión en función del parámetro de impacto ρ resulta, en sus versiones post y prior, de la forma

$$A_{if}^+(\rho) = -i \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int d\tilde{x} (W_f \chi_f^-)^\dagger \Psi_i^+ \quad (12)$$

$$A_{if}^-(\rho) = -i \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int d\tilde{x} (\Psi_f^-)^\dagger W_i \chi_i^+ \quad (13)$$

siempre que se verifiquen los límites

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \int d\tilde{x} (\chi_f^-)^\dagger \Psi_i^+ = 0 \quad (14)$$

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \int d\tilde{x} (\Psi_f^-)^\dagger \chi_i^+ = 0 \quad (15)$$

para la obtención de las expresiones (12) y (13), respectivamente. Aproximaciones de primer orden pueden ser obtenidas reemplazando $\Psi_i^+ \simeq \chi_i^+$ en la ecuación (12) o $\Psi_f^- \simeq \chi_f^-$ en la ecuación (13). Elegimos entonces distorsiones escalares L_i y L_f , tales que

$$\chi_i^+ = L_i^+ \Phi_i = \mathcal{L}_i^+ \exp \left[i \frac{z_T z_P}{v} \ln(vR - v^2 t) \right] \Phi_i \quad (16)$$

$$\chi_f^- = L_f^- \Phi_f = \mathcal{L}_f^- \exp \left[-i \frac{z_T z_P}{v} \ln(vR + v^2 t) \right] \Phi_f \quad (17)$$

Dependiendo de las formas de \mathcal{L}_i^+ y \mathcal{L}_f^- se pueden obtener distintos modelos. El modelo "Continuum Distorted Wave" ⁽⁴⁾ se obtiene introduciendo distorsiones dadas por

$$\mathcal{L}_i^+ = \exp \left(\frac{\pi z_P}{2v} \right) \cdot \Gamma \left(1 - i \frac{z_P}{v} \right) \cdot {}_1F_1 \left(i \frac{z_P}{v}; 1; i \frac{z_P}{v} + i v x \right) \quad (18)$$

$$\mathcal{L}_f^- = \exp \left(\frac{\pi z_T}{2v} \right) \cdot \Gamma \left(1 + i \frac{z_T}{v} \right) \cdot {}_1F_1 \left(-i \frac{z_T}{v}; 1; -i \frac{z_T}{v} - i v x \right) \quad (19)$$

En esta representación el electrón es considerado en el canal de entrada (salida) como simultáneamente ligado al blanco (proyectil) y en un estado del continuo del proyectil (blanco).

Un cálculo⁽⁵⁾ en primer orden, que llamaremos CDW1, da una correcta descripción de las secciones eficaces diferenciales experimentales⁽⁶⁾ para impacto de protones sobre átomos neutros de He a energías de colisión de 2.82, 5.42 y 7.40 MeV (ver figura 1). Estas mediciones constituyen una de las contribuciones más importantes del último lustro para la comprensión de los mecanismos de captura electrónica a energías altas. Se hace evidente en la figura 1 la aparición del pico de Thomas⁽⁷⁾ de captura electrónica en dos pasos. En los cálculos teóricos se considera la influencia del electrón pasivo en la elección de la función de onda ligada inicial y en el factor del continuo de la función ϕ_f^- . En este último caso se simula el continuo no-Coulombiano por uno Coulombiano de carga nuclear efectiva. Más recientemente⁽⁸⁾, se midió el sistema monoelectrónico $H^+ + H$ para energías de impacto de 2.8 y 5 MeV. En las secciones diferenciales calculadas con CDW1 se observa una depresión superpuesta al pico de doble dispersión. Esta estructura espuria proviene de la inclusión simultánea en X_i^+ y X_f^- de los factores continuos dados por las ecuaciones (18) y (19)⁽⁹⁻¹⁰⁾. Como es bien conocido, el citado proceso de doble dispersión origina la dependencia v^{-11} de las secciones eficaces totales. Un segundo orden CDW2 del modelo CDW, calculado introduciendo en forma explícita un operador de Green de partícula libre $G_0^+ = (E - H_0 + i\epsilon)^{-1}$ (siendo H_0 el Hamiltoniano de energía cinética), se ha mostrado que modifica el comportamiento asintótico $v \rightarrow \infty$, de las secciones eficaces totales dadas por el primer orden, reproduciendo las predicciones dadas por una aproximación de Born de segundo orden⁽¹¹⁻¹³⁾. Sin embargo, la aproximación CDW1 da una muy buena descripción de secciones eficaces diferenciales y totales experimentales para energías de impacto altas⁽¹⁴⁾. Cuando la velocidad de colisión decrece al régimen intermedio, resultados teóricos CDW1 para secciones eficaces totales sobrestiman las determinaciones experimentales (ver figura 2). Distintos esfuerzos se han realizado para resolver este problema. Crothers⁽¹⁵⁾ atribuyó este defecto a la no normalización de las funciones X_i^+ y X_f^- y propuso una solución variacional de la función de onda exacta como combinación lineal de las funciones de ondas distorsionadas X_i^+ y X_f^- dadas por las ecuaciones (16)-(19). El cálculo es

sumamente tedioso y los resultados obtenidos para el sistema $H^+ + H$ subestiman las secciones eficaces totales experimentales para la colisión $H^+ + H$ ⁽¹⁵⁾.

Con el objeto de obtener una más adecuada representación a energías intermedias, Maidagan y Rivarola ⁽¹⁶⁾ desarrollaron el modelo Symmetric Eikonal. Tal representación consiste en elegir las funciones de distorsión ϕ_i^+ y ϕ_f^- , de forma de preservar el correcto comportamiento asintótico (para $t \rightarrow \pm\infty$) de funciones distorsionadas "normalizadas" X_i y X_f^- . Así,

$$\phi_i^+ = \exp\left[-i \frac{z_p}{v} \ln(\underline{v} \cdot \underline{s} + vs)\right] \quad (20)$$

$$\phi_f^- = \exp\left[i \frac{z_T}{v} \ln(\underline{v} \cdot \underline{x} + vx)\right] \quad (21)$$

La elección de ϕ_i^+ y ϕ_f^- dadas por las ecuaciones (20) y (21) es equivalente a considerar fases eikonales $\exp\left[i \int_{-\infty}^{+\infty} (\bar{z}_p/\underline{s}) dt' \Big|_{\underline{x}}\right]$ y $\exp\left[-i \int_t^{+\infty} (z_T/x) dt' \Big|_{\underline{x}}\right]$ en los canales de entrada y salida, respectivamente ⁽¹⁷⁾. Una aproximación de primer orden SEI del modelo, obtenida reemplazando Ψ_i^+ por X_i^+ y Ψ_f^- por X_f^- y usando las expresiones (20) y (21) se aplicó con suceso a colisiones entre iones desnudos y átomos neutros. En la figura 2 y como ejemplo, se observa el buen acuerdo entre las secciones eficaces totales SEI y experimentales para el sistema $He^{2+} + He$ ⁽¹⁸⁾. Para utilizar el modelo electrónico aquí descripto, pero para considerar la influencia de los electrones pasivos, se procedió en forma análoga que para el modelo CDW1. La aproximación SEI se aplicó también con éxito para representar secciones eficaces totales de procesos de captura electrónica desde y hacia estados excitados ^(18,19). Este primer orden del modelo describe adecuadamente las secciones eficaces diferenciales de captura de capa K a capa K para pequeños ángulos de dispersión. Este hecho explica el buen acuerdo de las secciones eficaces totales CDW1 y SEI, hasta energías de impacto altas. Sin embargo, dado que el pico de Thomas, no representado por SEI, juega un rol importante en la evaluación de las secciones totales para energías no relativistas suficientemente altas, se desarrolló un segundo orden SE2

del modelo teórico⁽²⁰⁾, el cual da un cerrado acuerdo con las predicciones diferenciales y totales CDW1 y CDW2 (para captura $K \rightarrow K$). En SE2 se introducen estados intermedios explícitos de partícula libre, a través de la consideración del operador G_0^+ , como se ha hecho en CDW2.

Sorprendentemente (ver figura 3), la aproximación SE1, subestima en forma marcada las secciones eficaces totales para el sistema cuasisimétrico monoeléctrico $H^+ + He^+$ a energías intermedias. Incentivados por la resolución de este problema, muy recientemente Martínez y colaboradores⁽²¹⁾ han desarrollado un modelo CDW-EIS, el cual corresponde a un primer orden de una teoría de onda distorsionada donde ϕ_i^+ es tomado como en la ecuación (20) y ϕ_f^- como en la ecuación (19). El acuerdo teoría-experimento mejora así sensiblemente. Esto podría ser una indicación que a energías intermedias deberíamos tener en cuenta en una primera aproximación, solamente uno de los continuos, introducidos implícitamente por la distorsión ϕ_f^- . Tal hipótesis parece verse reforzada en el caso de colisiones asimétricas $Z_p \ll Z_T$. Así el modelo CDW-EIS ha sido aplicado con éxito para representar secciones eficaces diferenciales y totales de captura de capa K a capa K⁽²²⁾. Un ejemplo es dado en la figura 4, para el sistema $He^{2+} + Ne \rightarrow He^+ + Ne (K^{-1})$.

Recientemente fue desarrollado un modelo de onda distorsionada sobre el canal de salida, de segundo orden⁽²³⁾. En tal modelo (TCDW), el canal de entrada se elige como no distorsionado y la función de distorsión final se toma según la expresión (19). El segundo orden se considera introduciendo una función de Green de potencial "fuerte" electrón-blanco $G_T^+ = (E - H_1 + i\epsilon)^{-1}$. El modelo muestra un buen acuerdo con las secciones eficaces experimentales para colisiones de captura de capa K por impacto de protones sobre átomos neutros de C, Ne y Ar.

Debemos notar también, que la influencia de la interacción de corto rango debido a las fuerzas entre el electrón activo y el blanco residual (núcleo blanco más electrones pasivos), en el modelo CDW1, ha sido considerada muy recientemente por Bachau y colaboradores⁽²⁴⁾. Con tal objeto, en el canal de salida, la distorsión Coulombiana ϕ_f^- dada por la ecuación (19) es reemplazada

por un continuo numérico aproximado, desarrollado sobre orbitales de Slater, asociado con un potencial modelo que tiene en cuenta la interacción electrones pasivos-electrón activo. El modelo es aplicado para captura de capa L de Ne por impacto de H^+ con energías cinéticas entre 100 y 300 KeV.

La necesidad de la descripción de funciones de onda inicial y final con correctas condiciones asintóticas para $t \rightarrow \pm \infty$, respectivamente, en el desarrollo en serie de Born, fue introducida por primera vez por Belkić y colaboradores⁽¹⁴⁾. Propusieron funciones ϕ_i^+ y ϕ_f^- "dependientes del tiempo", de la forma

$$\phi_i^+ = \exp\left[-i \frac{Z_P}{v} \ln(vR - v^2 t)\right] \quad (22)$$

$$\phi_f^- = \exp\left[i \frac{Z_T}{v} \ln(vR + v^2 t)\right] \quad (23)$$

El uso de tales fases está asociado con la inclusión, en los estados inicial y final, de los potenciales Coulombianos de largo rango electrón-proyectil y electrón-blanco, respectivamente. Esta representación (CB) evita la aparición de infinitos en las series, debido al proceso intermedio de colisión elástica, como sucede en los modelos no-distorsionados⁽²⁵⁾. Evaluaciones de secciones eficaces totales de primer orden (CB1) fueron presentadas por diferentes autores⁽²⁶⁻²⁹⁾, mostrando modificaciones importantes de las predicciones dadas por una aproximación de primer orden de Born no distorsionada (B1). En la figura 5 se muestran resultados CB1 de secciones eficaces totales comparados con otros obtenidos usando la aproximación CDW1 y con mediciones experimentales para la colisión $He^{2+} + C \rightarrow He^+ + C^+$ (K^{-1})⁽³⁰⁾. La aproximación CB1 predice⁽³¹⁾ comportamientos asintóticos ($v \rightarrow \infty$) de las secciones eficaces totales $K \rightarrow K$ dados por la relación

$$\sigma^{CB1} \approx 0.6614 \sigma^{B1} \quad (24)$$

Rivarola y colaboradores⁽³¹⁾ han probado que "para velocidades $v \rightarrow \infty$ ", la consideración de condiciones asintóticas ($t \rightarrow \pm \infty$) correctas "dependientes del tiempo" no debería modificar, en un cálculo de segundo orden, el comportamiento de las secciones predichas por una aproximación de Born de segundo orden no distor-

sionada (B2). Esto no implica que cálculos CB1 y CB2 no introduzcan modificaciones a las predicciones B1 y B2 a velocidades finitas. Secciones eficaces de segundo orden CB2 han sido también presentados recientemente^(30,32).

Otros interesantes estudios han sido realizados para relacionar los procesos de captura electrónica a estados de Rydberg, con aquellos de captura al continuo del proyectil con momento lineal \underline{k} pequeño ($k \rightarrow 0$) respecto a este núcleo⁽³³⁾. En estas investigaciones se utilizó la aproximación CDW1.

También es de notar la reciente aplicación de un modelo de onda distorsionada TCDW para transferencia de carga a grandes ángulos de dispersión⁽³⁴⁾.

Pasaremos ahora a describir el desarrollo de modelos de onda distorsionada para colisiones de captura electrónica a energías de impacto relativistas. En este caso, debemos considerar un Hamiltoniano electrónico de Dirac, correspondiente a un sistema de referencia \underline{S} fijo al núcleo blanco, dado por

$$H_D = -i c \underline{\alpha} \cdot \underline{\nabla}_x + \underline{\beta} c^2 + V_T + L V_P' \quad (25)$$

con $V_T = -Z_{T/x}$ y $V_P' = -Z_{P/s'}$, los potenciales electrón-blanco y electrón-proyectil vistos desde \underline{S} y \underline{S}' (este último sistema de referencias fijo al núcleo proyectil), respectivamente y donde \underline{x} y \underline{s}' indican las posiciones del electrón respecto a \underline{S} y \underline{S}' , respectivamente. En (25), $\underline{\alpha}$ y $\underline{\beta}$ son matrices de Dirac⁽³⁵⁾, c es la velocidad de la luz y \underline{L} es el operador que transforma el potencial escalar V_P' a los vectores potencial y escalar vistos por \underline{S} .

La ecuación de Dirac a resolver resulta

$$(H_D - i \partial_t) \Psi_j^\pm(\underline{x}, t) = 0 \quad ; \quad j = i, f \quad (26)$$

donde ∂_t indica derivación respecto al tiempo con \underline{x} fijo y Ψ_j^\pm son ahora espinores exactos con condiciones salientes o entrantes.

Definamos un Hamiltoniano de Dirac inicial dado por

$$H_i = -i c \underline{\alpha} \cdot \underline{\nabla}_x + \underline{\beta} c^2 + V_T \quad (27)$$

y un espinor distorsionado inicial $\chi_i(x, t)$, que verifica la ecuación

$$(H_i + U_i - i\partial_t) \chi_i(\underline{x}, t) = 0 \quad (28)$$

donde U_i es un potencial de distorsión inicial. Asociado con U_i , la perturbación W_i resulta

$$LV_p' = U_i + W_i \quad (29)$$

De manera análoga, la función de onda distorsionada final $\chi_f'(s', t')$ puede ser definida como aquella que resuelva la ecuación

$$(H_f' + U_f' - i\partial_{t'}) \chi_f'(\underline{s}', t') = 0 \quad (30)$$

con

$$H_f' = -i c \underline{\alpha} \cdot \underline{\nabla}_{s'} + \underline{\beta} c^2 + V_p' = 0 \quad (31)$$

y donde U_f' es el potencial de distorsión final, que satisface

$$L^{-1} V_T = U_f' + W_f' \quad (32)$$

siendo W_f' la perturbación final. En (30), $\partial_{t'}$, indica que la ecuación es resuelta derivando respecto al tiempo con \underline{s}' fijo.

Así, la amplitud de dispersión en sus formas post y prior, en función del parámetro de impacto, resulta

$$A_{if}^+ = -i \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int d\underline{x} (LW_f' T \chi_f')^\dagger \Psi_i^+ \quad (33)$$

$$A_{if}^- = -i \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int d\underline{x} (\Psi_f^-)^\dagger W_i \chi_i \quad (34)$$

con las condiciones impuestas

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \int d\underline{x} (T \chi_f')^\dagger \Psi_i^+ = 0 \quad (35)$$

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \int d\underline{x} (\Psi_f^-)^\dagger \chi_i = 0 \quad (36)$$

para la obtención de las ecuaciones (33) y (34), respectivamente. Aproximaciones de primer orden pueden obtenerse reemplazando Ψ_i^+ por χ_i en (33) y Ψ_f^- por χ_f en (34). En las ecuaciones (33) y (35), T es el operador que transforma los espinores desde la referencia \underline{S}' a la referencia \underline{S} .

Elegimos los espinores distorsionados en la forma

$$\chi_i = \chi_i^\mu = \Pi \psi_i^\mu \quad (37)$$

$$\chi_f' = (\chi_f^{\mu'})' = \Pi_f' (\psi_f^{\mu'})' \quad (38)$$

donde ψ_i^μ es un espinor no distorsionado, con espín hacia arriba $\mu = 1/2$, que verifica

$$(H_i - i\partial_t) \psi_i^\mu = 0 \quad (39)$$

y $(\psi_f^{\mu'})'$ es un espinor no distorsionado, con espín hacia arriba ($\mu' = 1/2$) o hacia abajo ($\mu' = -1/2$) que verifica

$$(H_f' - i\partial_{t'}) (\psi_f^{\mu'})' = 0 \quad (40)$$

Las distorsiones Π_i y Π_f son elegidas como los operadores matriciales ^(36, 37).

$$\Pi_i = (T \Omega_i T^{-1}) \quad (41)$$

$$\Pi_f = (T^{-1} \Omega_f T) \quad (42)$$

donde Ω_j ($j = i, f$) son los operadores de Sommerfeld-Maue ^(38, 39)

$$\Omega_i = \exp\left(\frac{\pi z_p}{2v}\right) \cdot \Gamma\left(1 - i\frac{z_p}{v}\right) \quad (43)$$

$$\cdot \left(\frac{\Pi - (i\alpha \cdot \nabla_{s'})}{(2\gamma c)}\right) \cdot {}_1F_1\left(i\frac{z_p}{v}; 1; i\delta(\underline{v} \cdot \underline{s}' + vs')\right)$$

$$\Omega_f = \exp\left(\frac{\pi z_T}{2v}\right) \cdot \Gamma\left(1 + i\frac{z_T}{v}\right) \quad (44)$$

$$\cdot \left(\frac{\Pi - (i\alpha \cdot \nabla_x)}{(2\gamma c)}\right) \cdot {}_1F_1\left(-i\frac{z_T}{v}; 1; -i\delta(\underline{v} \cdot \underline{x} + vx)\right)$$

donde $\delta = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

El operador Ω_i cuando se aplica a un espinor de partícula libre visto por \underline{S} , representa un estado del continuo relativista del electrón en el campo del núcleo blanco. De manera análoga, el operador Ω_f aplicado a un espinor de partícula libre visto desde \underline{S}' , describe un estado del continuo relativista del electrón en el campo del proyectil. Así, la información física correspondiente a que el electrón está simultáneamente en un estado ligado del blanco (proyectil) y en un estado del continuo del proyectil (blanco) en el canal inicial (final) es introducida por el uso del operador $\Omega_i (\Omega_f)$.

En el límite $c \rightarrow \infty$, la aproximación relativista distorsionada de primer orden presentada (la cual llamaremos "Matrix Continuum Distorted Wave"; MCDW) da la aproximación no-relativista CDW1⁽⁴⁾. Así esta última puede ser considerada como un caso particular de esta teoría más general. Igualmente para $\delta \rightarrow \infty$ recubrimos la aproximación ultra-relativista de onda distorsionada de continuo⁽⁴⁰⁾ (UCDW).

En la figura 6 y 7 se presentan secciones eficaces diferenciales para impacto de protones sobre H a energías de impacto de 10^2 y 10^5 MeV, respectivamente⁽⁴¹⁾. Los procesos con y sin cambio de espín son considerados. El pico de Thomas se presenta para ángulos que decrecen con la energía de impacto E ($E \propto \delta$). Este comportamiento es diferente a la modelización no-relativista, donde dicho ángulo resulta independiente de \underline{v} . Dicho pico, que contribuye a las secciones eficaces totales con una dependencia E^{-3} , deja de dar las colaboraciones dominantes predichas por un modelo no-relativista cuando $\delta \gg 1$.

Las secciones eficaces totales para los procesos con y sin cambio de espín presentan una dependencia E^{-1} , dada por las expresiones^(40,42)

$$\sigma^{\uparrow\downarrow} = \frac{8}{5} \frac{(Z_T Z_P)^5 \pi}{\delta^2 c^{12}} \quad (45)$$

$$\sigma^{\uparrow\uparrow} = \frac{16}{5} \frac{(Z_T Z_P)^5 \pi}{\delta^2 c^{12}} \quad (46)$$

Estos resultados asintóticos coinciden con los deducidos con las aproximaciones Symmetric Eikonal relativista⁽⁴³⁾ (SER) y de segundo orden de Born relativista⁽⁴⁴⁾ (ROBK2).

En la figura 8, se presentan secciones eficaces totales para impacto de los iones desnudos C^{6+} , Ne^{10+} y Ar^{18+} sobre dife-
rentes blancos. El mejor acuerdo entre los resultados teóricos
y experimentales es obtenido con la presente aproximación
MCDW⁽⁴⁵⁾.

Finalmente, debemos notar que el cálculo de secciones MCDW
se realiza eligiendo funciones de Darwin para representar los
estados ligados y que las funciones X_i y X_f usadas en dicha a-
proximación verifican las correctas condiciones de contorno pa-
ra $t \rightarrow \mp \infty$, respectivamente.

Referencias:

1. Rivarola R.D., 1985, NIM B A 240, 508.
2. Aaron R., Amado R. y Lee B., 1961, Phys.Rev. 121, 319 .
3. Dewangan D.P. y Eichler J., 1986, J.Phys.B 19, 2939.
4. Cheshire I.M., 1964, Proc.Phys.Soc. 84, 89.
5. Rivarola R.D., Salin A. y Stockli M.P., 1984, J.Physique Lett. 45, L259.
6. Horsdal-Pedersen E., Cocke C.L. y Stockli M., 1983, Phys. Rev.Lett. 50, 1910.
7. Thomas L.H., 1927, Proc.Roy.Soc. 114, 561.
8. Vogt H., Schwab W., Schuch R., Schulz M. y Justiniano E., 1986, Phys.Rev.Let. 57, 2256.
9. Rivarola R.D. y Miraglia J.E., 1982, J.Phys.B 15, 2221.
10. Rivarola R.D., 1984, Phys.Rev.A 30, 1122.
11. Crothers D.S.F. y McCann J.F., 1984, J.Phys.B 17, L184.
12. Crothers D.S.F., 1985, J.Phys.B 18, 2879.
13. Crothers D.S.F., 1985, J.Phys.B 18, 2893.
14. Belkić DŽ., Gayet R. y Salin A., 1979, Phys.Rep. 56, 279.
15. Crothers D.S.F., 1985, J.Phys.B 18, 2907.
16. Maidagan J.M. y Rivarola R.D., 1984, J.Phys.B 17, 2477.
17. Maidagan J.M., 1986, Tesis de Doctor, Univ.Rosario.
18. Deco G.R., Maidagan J.M. y Rivarola R.D., 1984, J.Phys.B 17, L707.
19. Rivarola R.D., Deco G.R. y Maidagan J.M., 1985, NIM B 10/11, 222.
20. Deco G.R. y Rivarola R.D., 1985, J.Phys.B 18, 2283.
21. Martínez A.E., Deco G.R., Rivarola R.D. y Fainstein P.D., 1988, NIM B 34, 32.
22. Martínez A.E., Deco G.R. y Rivarola R.D., 1988, Abstracts of Contr.Papers, Eleven Int.Conf.Atom.Phys.(Paris), pag.XI-31.
23. Crothers D.S.F. y Dunseath K.M., 1987, J.Phys.B 20, 4115.
24. Bachau H., Deco G. y Salin A., 1988, J.Phys.B 21, 1403.

25. Dewangan D.P. y Eichler J., 1985, J.Phys.B 18, L65.
26. Dewangan D.P. y Eichler J., 1986, J.Phys.B 19, 2939.
27. Belkić DŽ., Gayet R., Hanssen J. y Salin A., 1986, J.Phys.B 19, 2945.
28. Deco G.R., Hanssen J. y Rivarola R.D., 1986, J.Phys.B 19, L635.
29. Belkić DŽ. y Taylor H., 1987, Phys.Rev.A 35, 1994.
30. Belkić DŽ., 1988, Physica Scripta, a aparecer.
31. Rivarola R.D., Maidagan J.M. y Hanssen J., 1987, NIM B 27, 565.
32. Dewangan D.P. y Bransden B.H., 1988, J.Phys.B 21, L353.
33. Dubé L. y Salin A., 1987, J.Phys.B 20, L499.
34. Maidagan J.M., 1988, J.Phys.B, en prensa.
35. Bjorken J.D. y Drell S.D., 1964, Relativistic Quantum Mechanics (McGraw-Hill, New York).
36. Deco G.R. y Rivarola R.D., 1987, J.Phys.B 20, 3853.
37. Deco G.R. y Rivarola R.D., 1987, J.Phys.B 20, 5117.
38. Furry W., 1934, Phys.Rev. 46, 391.
39. Berestetskiĭ V.B., Lifshitz E.M. y Pitaevskiĭ L.P., 1971, Teoría Cuántica Relativista (Ed. Reverté, Barcelona).
40. Deco G.R. y Rivarola R.D., 1986, J.Phys.B 19, 1759.
41. Deco G.R. y Rivarola R.D., 1987, J.Phys.B 20, 3853.
42. Deco G.R. y Rivarola R.D., 1987, NIM B 28, 154.
43. Deco G.R. y Rivarola R.D., 1987, J.Phys.B 20, 317.
44. Humphries W.J. y Moiseiwitsch B.L., 1985, J.Phys.B 18, 2295.
45. Deco G.R. y Rivarola R.D., 1987, J.Phys.B 20, 5117.

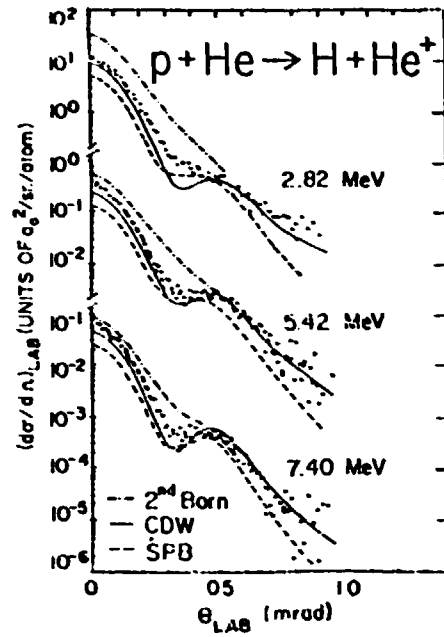


Figura 1. Secciones eficaces diferenciales para captura electrónica simple desde blancos de He por impacto de H^+ . Teoría: CDW (—), "Strong Potential Born" (----), Segundo orden de Born (-·-·-).

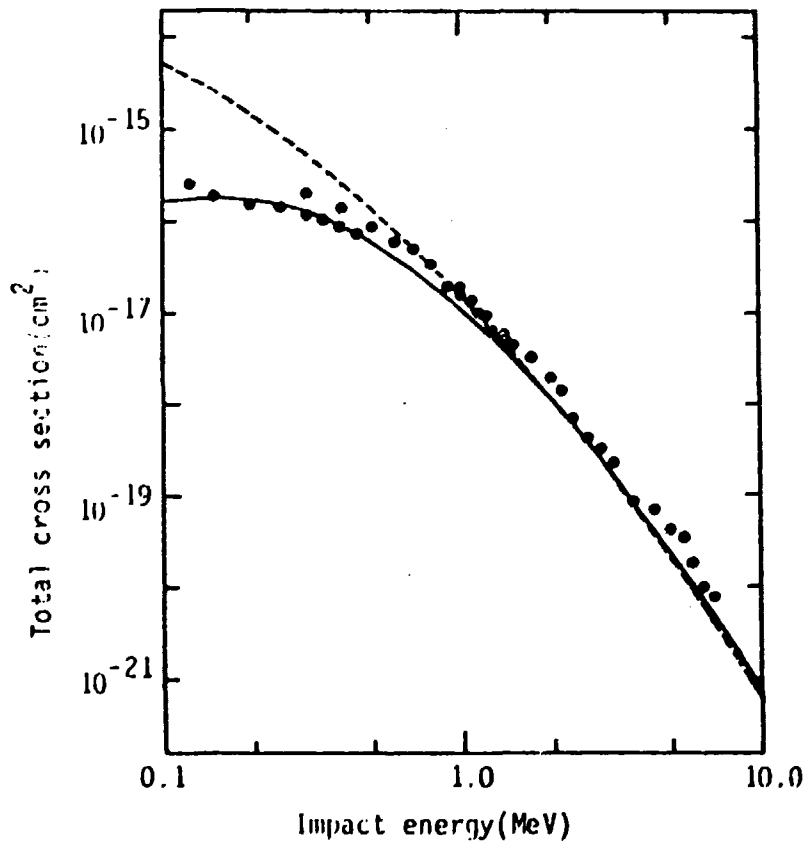


Figura 2. Secciones eficaces totales para captura electrónica simple desde He por impacto de iones de He^{2+} . Teoría: SEI (—), CDW (----).

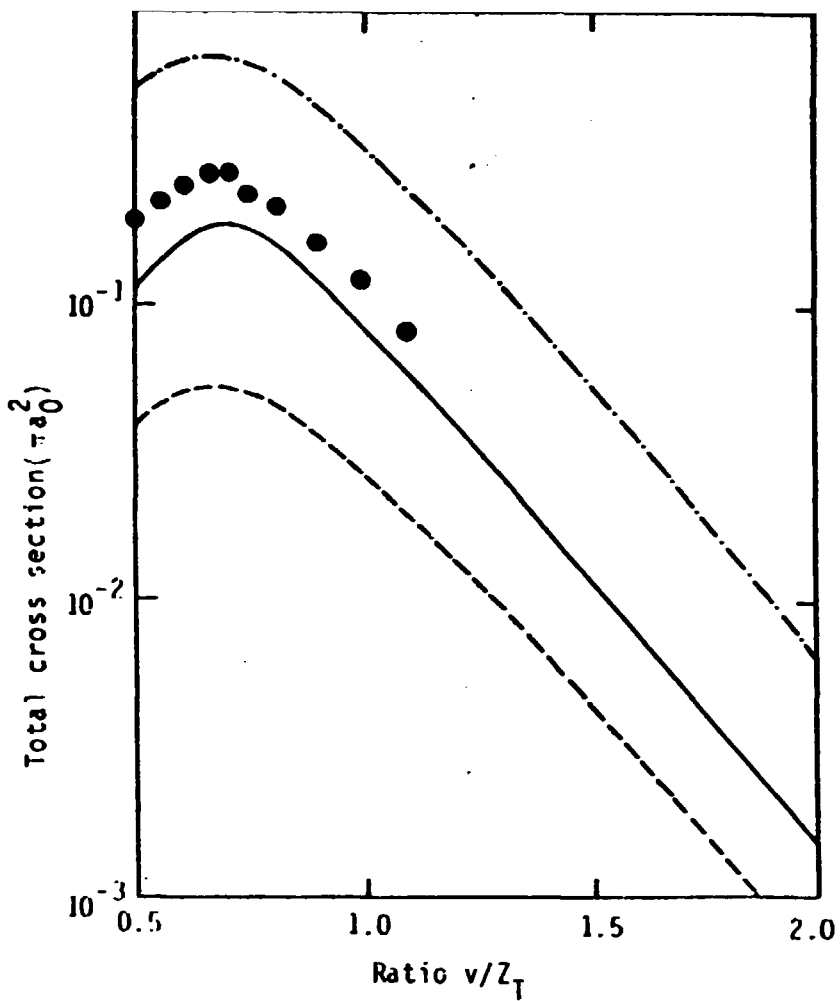


Figura 3. Secciones eficaces totales para captura electrónica simple en colisiones $H^+ + He^+$ como una función del ratio v/Z_T . Teoría: CDW-EIS (—), SEI (---), BI (-·-·-).

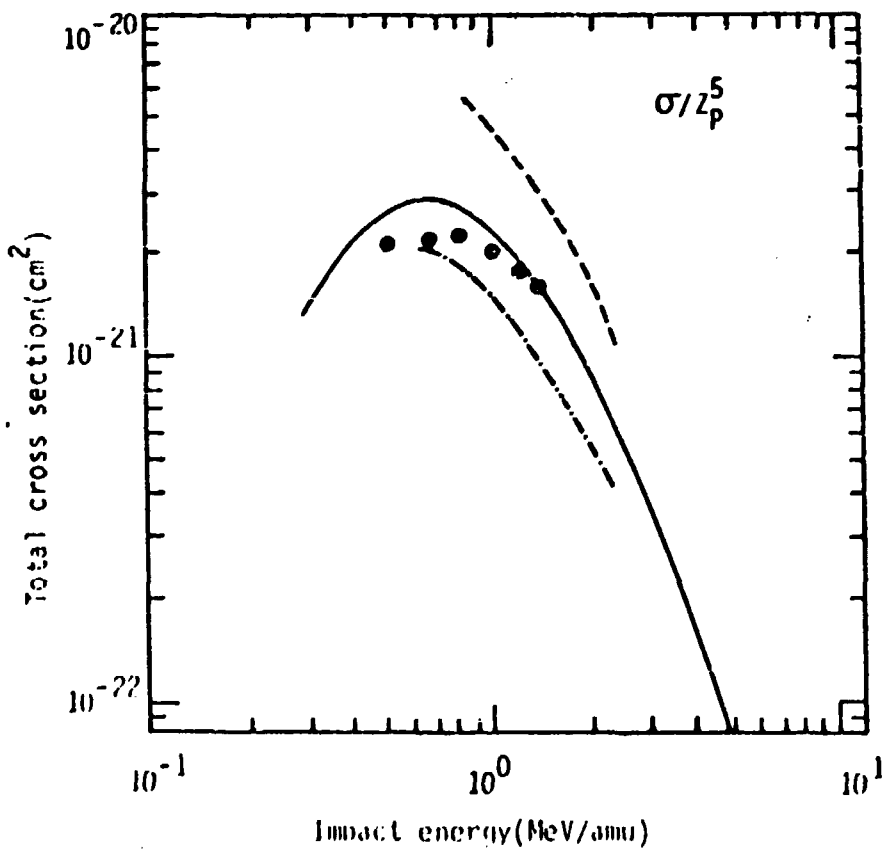


Figura 4. Secciones eficaces totales de coincidencia para captura electrónica simple de capa K de Ne por impacto de iones He^{2+} . Teoría: CDW-EIS (—), CDW (---), SEI (-·-·-).

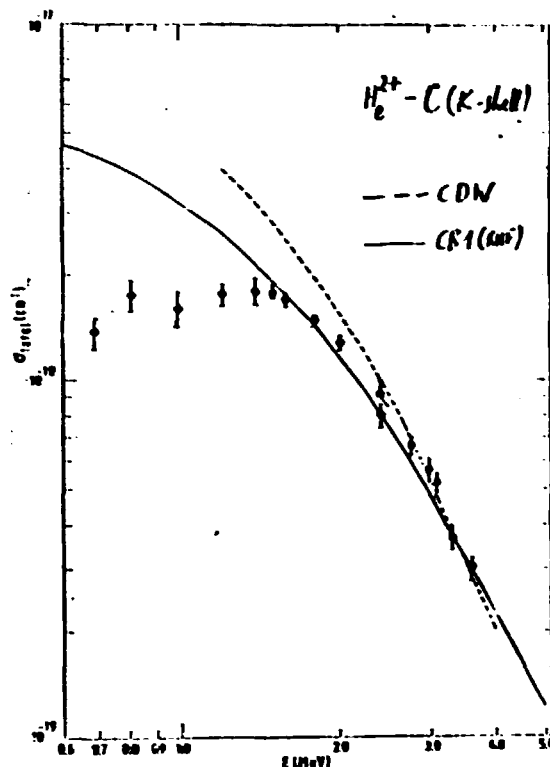


Figura 5. Secciones eficaces totales para captura electrónica simple de capa K del C por impacto de iones He^{2+} .

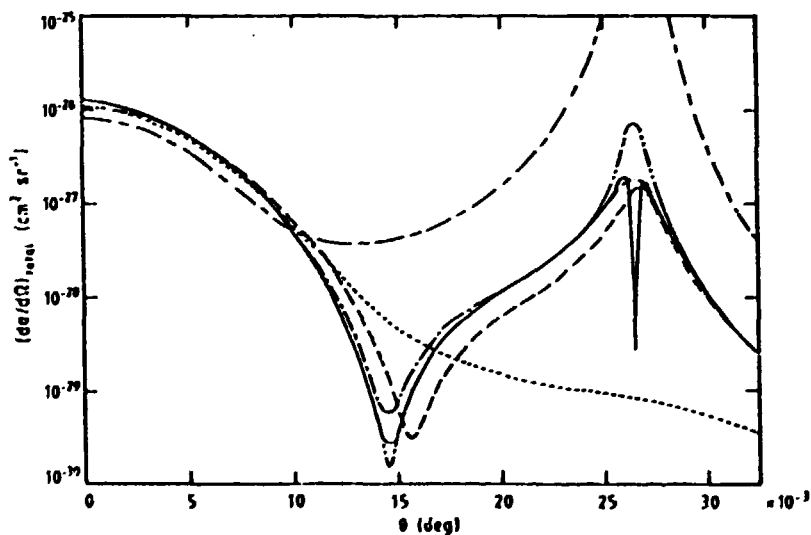


Figura 6. Secciones eficaces diferenciales teóricas $(\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\Omega}) = (\frac{d\sigma}{d\Omega})^{\uparrow\downarrow} + (\frac{d\sigma}{d\Omega})^{\downarrow\uparrow}$ para captura electrónica en colisiones $\text{H}^+ + \text{H}(1s) \rightarrow \text{H}(1s) + \text{H}^+$, en función del ángulo de dispersión Θ para una energía de impacto de 10^2 MeV: MCDW (—), Matrix Continuum Intermediate State (---), ROYK2 (-·-·-), UCDW (·····), RSE (-----), B2 no-relativista (- - -).

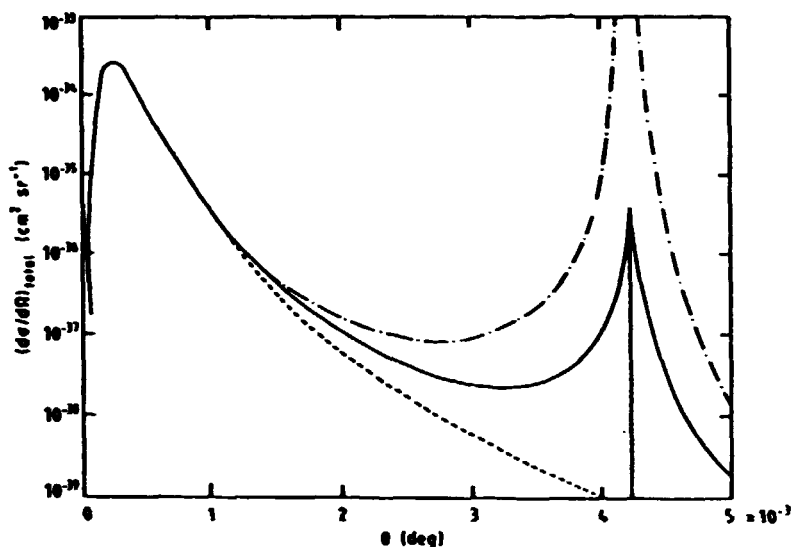


Figura 7. Como en Figura 6 pero para una energía de impacto de 10^5 MeV. Cálculos MCDW, MCIS y ROBK2 coinciden todos (—). La línea vertical apareciendo en el pico de Thomas corresponde sólo a MCDW.

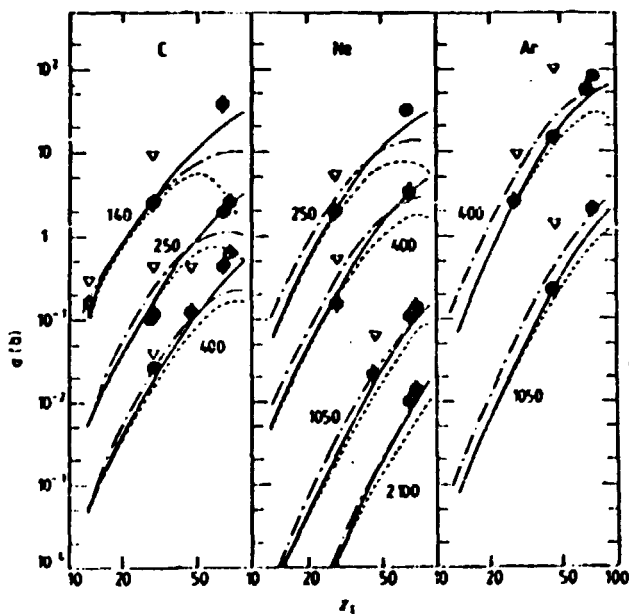


Figura 8. Secciones eficaces totales para impacto de C^{6+} , Ne^{10+} y Ar^{18+} sobre diferentes blancos. Teoría: Captura desde capa K MCDW (---), Captura desde capas K+L MCDW (—), Captura desde capas K+L Relativistic Eikonal (-·-·-). Las energías de colisión indicadas en la figura están en MeV/amu.