

بررسی اثر بار و سرعت پرتابه در سطح مقطع جزئی کامل یونش یگانه اتم هلیوم

سعیده امیری بیدوری و رضا فتحی*

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید باهنر کرمان، کرمان، ایران

پست الکترونیکی: rfathi@uk.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۴/۰۷/۲۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۵/۰۴/۲۳)

چکیده:

در این مقاله، اثرات بار و سرعت پرتابه در تعیین دینامیک فرآیند یونش یگانه اتم هلیوم از حالت پایه بررسی شده است. بدین منظور، از یونهای H^+ ، C^{6+} ، Au^{79+} و U^{92+} به عنوان پرتابه استفاده شده‌اند. در این محاسبات از فرمول‌بندی موج واپیچیده پیوسته چهارجسمی در حالت پسین استفاده شده است. اثر هم‌پستگی ایستای الکترون‌ها با انتخاب تابع موج سیلورمن برای حالت پایه اتم هلیوم در نظر گرفته شده است. نتایج سطح مقطع جزئی کامل برای هر پرتابه، در صفحه پراکندگی برای الکترون‌های یونیده شده با انرژی‌ها و اندازه حرکت‌های انتقال یافته متفاوت، با نتایج تجربی و نظری موجود مقایسه و بررسی شده‌اند.

واژه‌های کلیدی: موج واپیچیده پیوسته، سطح مقطع پراکندگی، بار پرتابه، یونش یگانه

۱. مقدمه

فرآیندهایی که در آن اتم‌ها و مولکول‌ها در اثر برخورد ذرات باردار یونیده می‌شوند، در بررسی رفتار بسیاری از سامانه‌های فیزیکی، از لیزر گازی تا پلاسماهای اختر فیزیکی، اهمیت زیادی دارند. بخش قابل توجهی از بینش ما از این فرآیندها و الگوسازی نظری آن‌ها از اندازه‌گیری انرژی یونش و توزیع زاویه‌ای الکترون‌های گسیل شده در صفحه پراکندگی نسبت به یون فرودی به دست آمده است. به دلیل اهمیت این موضوع، تاکنون مطالعات نظری و تجربی گسترده‌ای در این زمینه انجام شده است [۱-۳].

از دیگر کاربردهای مهم فرآیندهای برخورد می‌توان به تصویربرداری پزشکی و درمان سرطان اشاره کرد. امروزه فرآیندهای برخورد یون‌های سنگین با اتم‌ها و مولکول‌ها به

منظور استفاده در پرتو درمانی بسیار مورد توجه قرار گرفته است. اهمیت استفاده از یون‌ها در پرتودرمانی به قابلیت آن‌ها در مکان‌یابی دقیق ناحیه هدف و کاهش تلفات انرژی در نواحی خارج از هدف مربوط می‌شود. در واقع توده‌های سنگین یون به طور معمول در جهت جلو پراکنده می‌شوند و حداکثر انرژی خود را در انتهای مسیر خود و در مجاورت قله براگ^۱ از دست می‌دهند. بدون تکیه بر دقیق‌ترین سطح مقطع‌های برخورد، نمی‌توان نظریه مناسبی برای انتقال ذرات، تعیین مقدار و استفاده از آن در پرتو درمانی ارائه نمود. نظریه کوانتومی برهم‌کنش‌های الکترومغناطیسی در برخورد یون-اتم می‌تواند اطلاعات مناسبی درباره سطح مقطع فراهم کند. این اطلاعات را می‌توان در شبیه‌سازی مونت کارلو برای محاسبه انتقال و اتلاف انرژی یون‌ها در ماده به کار گرفت. استفاده از این نظریه‌ها که بر اصول

اولیه فیزیک استوارند، نیاز به استفاده متعارف از فرمول‌های تجربی برای محاسبه سطح مقطع را برطرف می‌کند [۴-۶]. حوزه پژوهشی فیزیک اتمی برخورد یون‌های پر انرژی با ماده اطلاعات ارزشمندی مانند سطح مقطع، و ضرایب سرعت را در اختیار شاخه‌های مختلف فیزیک، از جمله اختر فیزیک، فیزیک پلاسما، و فیزیک انتقال ذرات، و همچنین رشته‌های کاربردی از قبیل تحقیقات هم‌جوشی، حفاظت در برابر تشعشع در مأموریت‌های فضایی سرنشین‌دار و هادرون درمانی، قرار می‌دهد. چنین داده‌هایی فرآیندهای پراکندگی غیرکشسان در کانال‌های مختلف، از جمله انتقال الکترون، یونش، تهییج و... را توصیف می‌کنند [۷-۹]. برای شبیه‌سازی دقیق این کاربردها، سطح مقطع‌های به‌دست‌آمده باید از دقت بالایی برخوردار باشند. بنابراین، در دهه‌های اخیر محاسبه چنین سطح مقطع‌هایی با استفاده از نظریه‌های مختلف مورد توجه گسترده‌ای قرار گرفته است [۱۰-۱۲].

مقایسه با نتایج تجربی نشان داده است که یکی از روش‌های مناسب کوانتوم مکانیکی برای توصیف برخوردهای یون-اتم با انرژی بالا، روش CDW است [۱۳-۱۵] که در ناحیه کمی بالاتر از قله تشدید مسی^۱ معتبر است [۱۶]. نام این روش از هم‌بستگی پرتابه با هدف از طریق وارد کردن حالت‌های میانی پیوسته الکترونی گرفته شده است. این حالت‌ها به صورت یک اختلال در تابع موج پراکندگی کل سامانه ظاهر می‌شوند. برای مثال، در کانال ورودی، الکترون فعال به طور همزمان به هسته هدف مقید است و در میدان هسته پرتابه آزاد است. بنابراین، در حالت اولیه سامانه، اختلال مرتبط با حالت‌های میانی پیوسته الکترون فعال از تابع موج کولنی با مرکزیت بار هسته‌ای برخورد ناشی می‌شود. امواج واپیچیده شده اهمیت ویژه‌ای برای کانال خروجی در برخوردهای منجر به یونش دارند و اثرات دومرکزی را توصیف می‌کنند [۱۴]. این اثرات به طور کامل در تقریب بته-بلاخ^۲ [۱۷ و ۱۸] بیان شده‌اند. اثرات دومرکزی شامل مراحل میانی برخورد است و الکترون‌های فعال که به طور

همزمان در دو میدان کولنی یکی پرتابه و دیگری هسته هدف منتشر می‌شوند را توصیف می‌کند. در یونش یک هدف، تقریب بورن مرتبه اول برای تابع موج پراکندگی نهایی معمولاً از یک تابع موج کولنی متمرکز بر هسته هدف استفاده می‌کند، درحالی‌که حرکت الکترون در میدان پرتابه را نمی‌توان با دقت کافی به وسیله یک موج تخت واپیچیده توصیف کرد [۱۹-۲۱].

در مقابل، روش CDW فرآیند یونش را با استفاده از سه تابع موج کولنی به شیوه‌ای مناسب‌تر توصیف می‌کند. دو مورد از این توابع موج مربوط به حرکت‌های الکترونی هستند که در تابع موج نهایی، به ترتیب بر پرتابه و هسته‌های هدف، متمرکز می‌شوند. تابع موج کولنی سوم نیز حرکت نسبی دو هسته سنگین را توصیف می‌کند. اهمیت فیزیکی تابع موج کولنی الکترونی اضافه در روش CDW به توصیف برهم‌کنش مربوط به جذب الکترون پیوسته پرتابه^۳ مربوط می‌شود. در این فرآیند الکترون توسط پرتابه جذب می‌شود، البته در قید پرتابه قرار نمی‌گیرد بلکه در حالت پیوسته‌ای از آن است. این پدیده که سازوکاری مشابه با قله توماس در فرآیند انتقال بار دارد در سطح مقطع جزئی دوگانه قابل مشاهده است [۲۲-۲۴]. دو سازوکار مهم دیگر که در سطح مقطع جزئی کامل به صورت قله‌های دوتایی^۴ و پس‌زنی^۵ قابل مشاهده هستند، به ترتیب برهم‌کنش مستقیم (دوتایی) پرتابه با الکترون هدف و برهم‌کنش دو مرحله‌ای پرتابه با الکترون و سپس برهم‌کنش الکترون با هسته هدف را توصیف می‌کنند. در ناحیه انرژی‌های بالا و برای فرآیند یونش یگانه، سهم برهم‌کنش دوتایی غالب است. شایان ذکر است که در انرژی‌های بالا که روش‌های اختلالی قابل استفاده هستند، اندازه حرکت انتقال یافته از پرتابه به هدف بر راستای پرتابه فرودی عمود است و قله دوتایی در راستای آن قرار دارد. در حالی‌که، قله پس‌زنی معمولاً در جهت مخالف اندازه حرکت انتقال یافته است [۲۵].

یکی از چالش‌هایی این روش باتوجه به ماهیت اختلالی آن، محدودیت کاربردش در برخوردهای ناحیه انرژی میانی است.

۱. Massey

۲. Bethe-Bloch

۳. ECC

۴. Binary

۵. Recoil

در این پژوهش، توابع موج حالت اولیه و نهایی چهارجسمی با توجه به شرایط مرزی و انتخاب پتانسیل‌های صحیح اختلالی توسط توابع موج وایپیچیده پیوسته کامل به صورت

$$\chi_i^+ = N_i N_i^+ (v_p) e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_i} \varphi_i(\vec{x}_1, \vec{x}_2) \times {}_1F_1(i\nu_p, 1, i\alpha' k_i s_r + i\alpha' \vec{k}_i \cdot \vec{s}_r) \quad (4)$$

$$\chi_f^- = N_f N_f^-(\xi) N_f^-(v) e^{i\vec{k}_f \cdot \vec{r}_f + i\vec{k}_e \cdot \vec{x}_2} \varphi_f(\vec{x}_1) \times {}_1F_1(-i\xi, 1, -i(k_e + \alpha k_f) x_r - i(\vec{k}_e + \alpha \vec{k}_f) \cdot \vec{x}_r) \times {}_1F_1(i\nu, 1, -ik_f s_r - i\vec{k}_f \cdot \vec{s}_r) \quad (5)$$

محاسبه شده‌اند [۲۶ و ۲۷]. $\varphi_i(\vec{x}_1, \vec{x}_2)$ تابع موج حالت اولیه اتم هلیوم است که با تابع موج سیلورمن [۲۸] توصیف شده و $\varphi_f(\vec{x}_1)$ تابع موج هیدروژن گونه برای یون هلیوم باقی مانده در کانال نهایی است. در روابط (۴) و (۵)، N_f و N_i ضرایب بهنجارش، $N_j^\pm(y) = \Gamma(1 \mp iy) e^{\pm \pi y / \xi}$ ، $\nu_p = \frac{Z_p(M_T + 2)M_p}{k_i(M_T + M_p + 2)}$ ، $(y = \xi, \nu, \nu_p)$ ، $(j = 1, 2)$ و $\xi = \frac{Z_T}{|\vec{k}_f + \vec{k}_e|}$ و $\nu = \frac{Z_p}{k_f}$ هستند.

برای محاسبه دامنه گذار حالت پسین از پتانسیل وایپیچیده زیر

$$U_f \chi_f^- = [Z_p \left(\frac{Z_T}{R} - \frac{1}{S} \right) + \frac{1}{r_{1r}}] \chi_f^+ - (\vec{\nabla}_{x_1} \cdot \vec{\nabla}_{s_1}) \xi_f^- - \frac{1}{r} \vec{\nabla}_{x_1} \varphi_f \cdot \vec{\nabla}_{x_1} \xi_f^- \quad (6)$$

در کانال نهایی و با فرض $\chi_f^+ = \varphi_f(\vec{x}_1) \xi_f^-$ استفاده شده است [۲۷].

این نظریه، یک نظریه اختلالی مرتبه اول است که اثرات برهم کنش چهارجسمی را با در نظر گرفتن تابع موج مناسب و بازچینی مناسب پتانسیل اختلالی در مسئله وارد می‌کند. همچنین در پتانسیل اختلالی اثرات پس از برخورد و جفت‌شدگی برهم کنش الکترون یونیده شده با پرتابه و یون باقی مانده به صورت عملگری در نظر گرفته شده است. در بخش بعد، نتایج حاصل از این نظریه در مقایسه با نتایج تجربی و نظری دیگر ارائه خواهد شد.

از طرفی، در برخورد یون با اتم‌های چند الکترونی و مولکول‌ها، اثرات هم‌بستگی الکترونی نیز حائز اهمیت هستند که با استفاده از الگوی الکترون فعال قابل بررسی نیستند. بدین منظور، در کار حاضر از فرمول‌بندی چهارجسمی این روش، که توسط امیری و فتحی برای فرآیند یونش یگانه توسعه داده شده است، استفاده می‌شود [۲۶ و ۲۷]. هم‌بستگی‌های استاتیکی و دینامیکی به ترتیب با در نظر گرفتن تابع موج هم‌بسته دو الکترونی سیلورمن^۱ و استفاده از پتانسیل اختلالی مناسب وارد محاسبات شده‌اند. در این مقاله، با بررسی برخورد پرتابه‌های با بار الکتريکی و سرعت‌های مختلف با اتم هلیوم و مقایسه نتایج $CDW - \epsilon B$ در حالت پسین با نتایج تجربی و نظری، اثرات بار و سرعت پرتابه و همچنین صحت نتایج حاصل از این فرمول‌بندی چهارجسمی مورد بحث و بررسی قرار می‌گیرد.

۲. نظریه

یونش یگانه اتم هلیوم در برخورد با یون‌های سنگین مثبت توسط فرآیند



توصیف می‌شود. با توجه به تقریب مرتبه اول سری داد و گیردر^۲، دامنه گذار حالت پسین و سطح مقطع دیفرانسیلی کامل در روش موج وایپیچیده پیوسته چهارجسمی ($CDW - \epsilon B$) از روابط

$$T_{if}^{+(CDW - \epsilon B)} = \langle \chi_f^- | U_f | \chi_i^+ \rangle \quad (2)$$

$$\frac{d^2 \sigma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_s} = \frac{\mu_i^2 k_e}{4\pi^2} |T_{if}^{+(CDW - \epsilon B)}|^2 \quad (3)$$

حاصل می‌شود، که در آن $\mu_i = \frac{M_p(M_T + 2)}{M_p + M_T + 2}$ جرم کاهش یافته، M_p جرم پرتابه و M_T جرم هسته هدف است. Ω_e زاویه فضایی مربوط به الکترون یونیده شده (پرتابه پراکنده شده) و $E_e = \frac{k_e^2}{2}$ انرژی الکترون یونیده شده است.

۱. Silverman

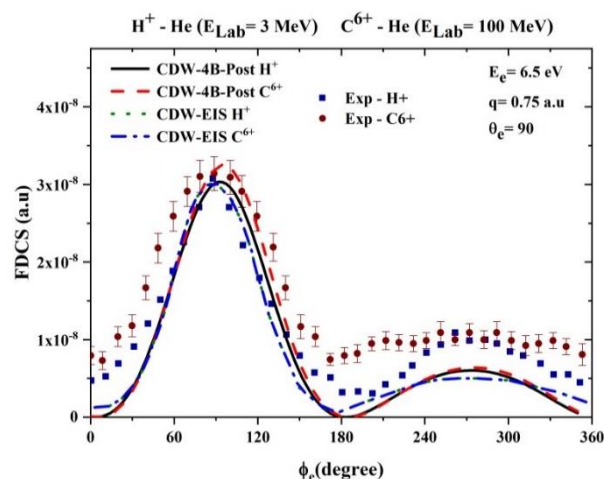
۲. Dodd and Greider

در برخورد با کربن‌های سریع‌تر و با بار بزرگ‌تر پهن‌تر شده است. به نظر می‌رسد با مثبت‌تر شدن بار پرتابه سهم برهم‌کنش پرتابه و هسته بیشتر شده و پرتابه باعث تغییر در نحوه توزیع بار هسته می‌شود، به طوری که سهم این برهم‌کنش در ناحیه مربوط به قله پس‌زنی در تمام زوایا تقریباً یکسان است. هرچند که این مسئله یونش در نظریه برخورد یک مسئله چالش برانگیز است و دلیل این اختلاف رفتار پرتابه‌های پروتون و کربن در محدوده قله پس‌زنی نیازمند بررسی‌های دقیق‌تر است.

نتایج سه‌جسمی $CDW-EIS$ ، برخلاف نتایج تجربی، اختلافی در نتایج مربوط به پرتابه پروتون و کربن نشان نمی‌دهد. در مقابل، نتایج چهارجسمی $CDW-4B$ اختلاف اندکی را در محل قله دوتایی به ویژه در محدوده زاویه‌ای 60° تا 180° درجه نشان می‌دهد و هم‌خوانی با نتایج تجربی را بهبود بخشیده است.

در محدوده زاویه‌ای 180° تا 360° درجه، که مربوط به ناحیه قله پس‌زنی است، اختلاف با نتایج تجربی زیاد بوده و پیش‌بینی‌های نظری برای کربن و پروتون مشابه هستند. دلیل این اختلاف را می‌توان به نادیده گرفتن اثرات بین هسته‌ای یا عوامل عدم قطعیت در تعیین اندازه حرکت انتقال یافته و انرژی الکترون یونیده شده نسبت داد.

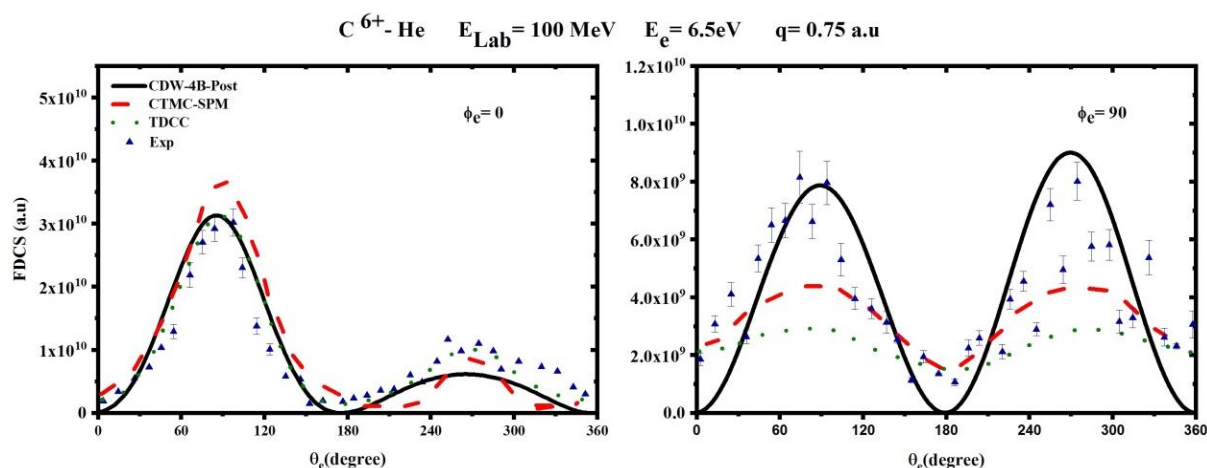
شکل ۲، نتایج سطح مقطع جزئی کامل یونش یگانه اتم هلیوم به وسیله یون C^{6+} در دو صفحه پراکندگی ($\phi_e = 0^\circ$) و عمودی ($\phi_e = 90^\circ$) بر حسب زاویه قطبی الکترون یونیده شده در انرژی و اندازه حرکت انتقال یافته مشابه شکل ۱ را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود نتایج کارحاضر که یک نظریه چهارجسمی اختلالی از مرتبه اول است در پیش‌بینی دینامیک این فرآیند موفق‌تر از نظریه‌های سه‌جسمی $TDCC$ و $CTMC-SPM$ در مقایسه با نتایج تجربی [۳۰-۳۲] است. به نظر می‌رسد در این انرژی و در این صفحات اثرات برهم‌کنش چهارجسمی و اثرات پس از برخورد برای الکترون یونیده شده از اهمیت بالایی برخوردار است. همچنین نتایج نشان می‌دهد که در صفحه ($\phi_e = 90^\circ$) ارتفاع قله‌های دوتایی و پس‌زنی بر خلاف صفحه پراکندگی تقریباً یکسان است. بنابراین، می‌توان گفت که در این صفحه، سهم برهم‌کنش دوتایی الکترون پرتابه و برهم‌کنش



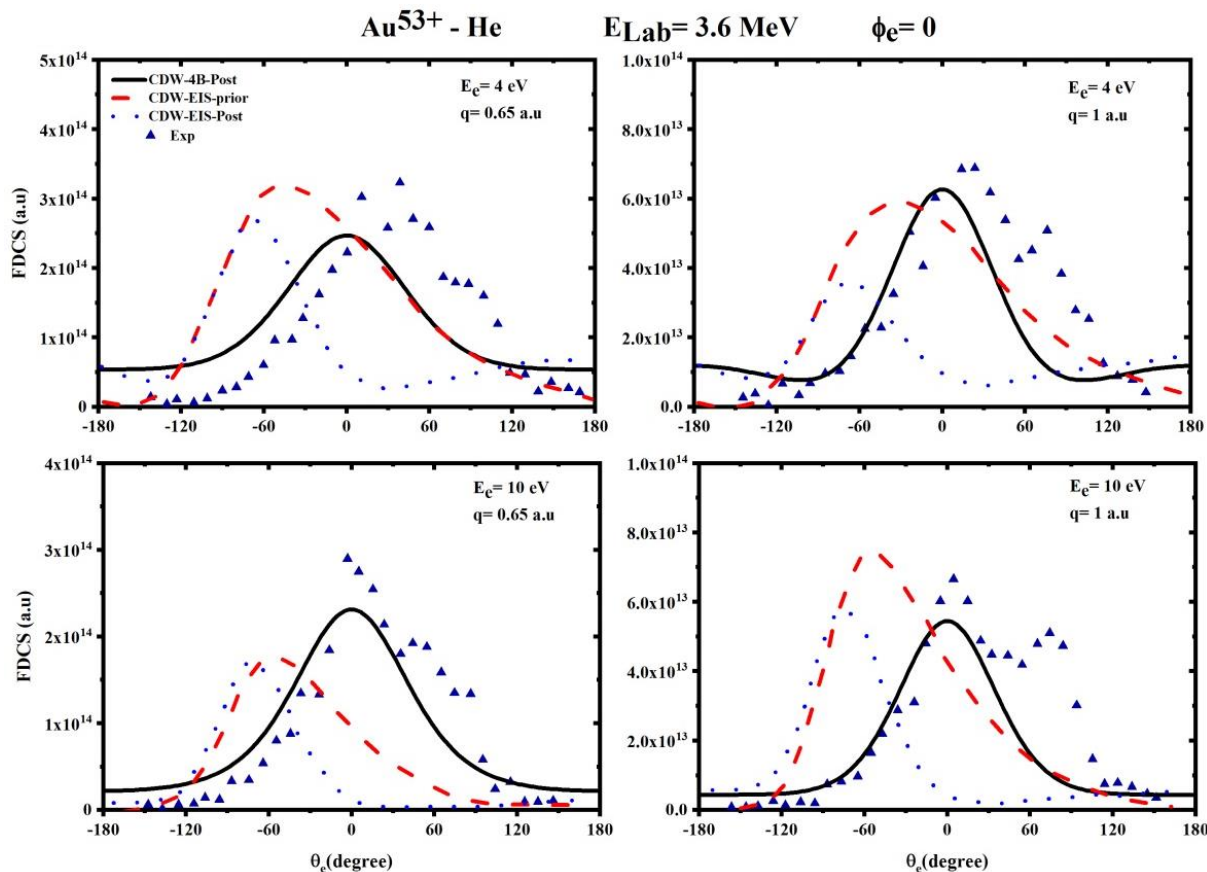
شکل ۱. مقایسه سطح مقطع جزئی یونش یگانه اتم هلیوم در برخورد با یون‌های H^+ و C^{6+} با نتایج تجربی و نظری در صفحه سمتی $\theta_e = 90^\circ$.

۳. نتایج و بحث

در این بخش نتایج سطح مقطع جزئی کامل یونش یگانه اتم هلیوم در برخورد با یون‌های سنگین مثبت، به دست آمده از نظریه $CDW-4B$ ، در مقایسه با نتایج نظری و تجربی موجود ارائه می‌شود. هدف از ارائه نتایج، بررسی اثر بار و سرعت پرتابه در دینامیک یونش یگانه اتم هلیوم است. در شکل ۱، نتایج سطح مقطع جزئی یگانه اتم هلیوم در برخورد با یون‌های پروتون با انرژی 3 MeV و کربن با انرژی 100 MeV در صفحه عمود بر صفحه پراکندگی ($\theta_e = 90^\circ$) ارائه شده است. انرژی الکترون یونیده شده $E_e = 6/5\text{ eV}$ و اندازه حرکت انتقال یافته برای هر دو فرآیند $q = 0/75\text{ a.u.}$ در نظر گرفته شده است. نمودار بر حسب زاویه سمتی الکترون یونیده شده (ϕ_e) رسم شده و نتایج تجربی برای هر دو یون مثبت را با نتایج چهارجسمی حاضر و نتایج نظریه سه‌جسمی $CDW-EIS$ [۲۹ و ۳۰]، مقایسه شده‌اند. با توجه به جرم پرتابه‌ها و انرژی فرودی، هر دو فرآیند در محدوده انرژی‌های بالا و با مرتبه سرعت یکسان انجام شده است. نتایج تجربی نشان می‌دهد که در برخورد کربن با انرژی 100 MeV ، که سرعتی حدود دو برابر پروتون با انرژی 3 MeV دارد، محل قله دوتایی (بایرنی) با پرتابه پروتون تقریباً یکسان بوده و تفاوت چندانی در ارتفاع قله‌ها مشاهده نمی‌شود. از طرف دیگر، قله پس‌زنی در برخورد پروتون با اتم هلیوم کاملاً محسوس است، در حالی که این قله



شکل ۲. مقایسه سطح مقطع جزئی یونش یگانه اتم هلیوم در برخورد با یون C^{6+} با نتایج تجربی و نظری در صفحه پراکندگی $\phi_e = 0^\circ$ و عمودی $\phi_e = 90^\circ$.

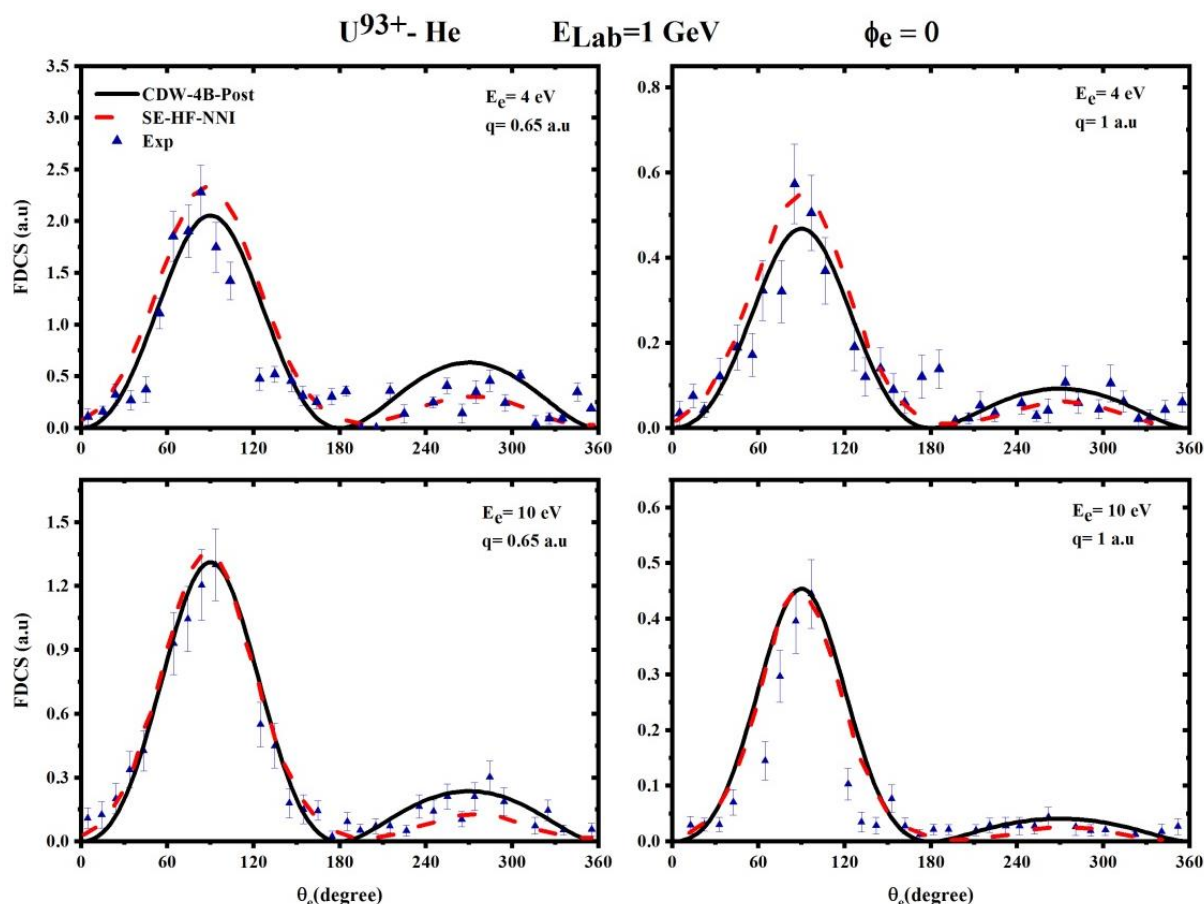


شکل ۳. مقایسه سطح مقطع جزئی یونش یگانه اتم هلیوم در برخورد با یون Au^{53+} با نتایج تجربی و نظری در صفحه پراکندگی برای انرژی الکترون یونیده شده و اندازه حرکت های انتقال یافته متفاوت.

یونیده شده $E_e = 4, 10 \text{ eV}$ و اندازه حرکت های انتقال یافته $q = 0.65, 1 \text{ a.u.}$ ارائه شده است. نتایج $CDW-4B$ در حالت پسین با نتایج نظریه سه جسمی $CDW-EIS$ که حالت حدی

دو مرحله ای پرتابه-الکترون-هسته یکسان است.

در شکل ۳، نتایج سطح مقطع جزئی کامل در برخورد با یون های Au^{53+} با انرژی فرودی 3.6 MeV ، انرژی الکترون



شکل ۴. مقایسه سطح مقطع جزئی یونش یگانه اتم هلیوم در برخورد با یون‌ها U^{93+} با نتایج تجربی و نظری در صفحه پراکندگی برای انرژی الکترون یونیده شده و اندازه حرکت‌های انتقال یافته متفاوت.

راستای حرکت پرتابه سنگین (حرکت رو به جلو) افزایش پیدا کرده است.

نتایج $CDW-EIS$ سه جرمی در حالت‌های پیشین و پسین در پیش‌بینی محل صحیح قله دوتایی موفق نیستند، درحالی‌که نظریه حاضر با در نظر گرفتن برهم‌کنش‌های چهارجسمی و پس از برخورد الکترون یونیده شده با پرتابه و هسته، هم‌خوانی بهتری با نتایج تجربی دارد. اختلاف موجود، به ویژه در ناحیه زاویه‌ای بین 30° تا 120° درجه، را می‌توان به برهم‌کنش‌های مرتبه‌های بالاتر و پراکندگی‌های چندگانه نسبت داد که در محاسبات مرتبه اول کنونی لحاظ نشده‌اند.

در شکل ۴، نتایج مربوط به برخورد U^{93+} با اتم هلیوم ارائه شده است. انرژی فرودی 1 GeV در نظر گرفته شده و انرژی الکترون یونیده شده و اندازه حرکت انتقال یافته با شکل ۳ برای یون‌های Au^{93+} یکسان است. نتایج $CDW-4B$ با نتایج $SE-HF-NNI$ و نتایج تجربی مقایسه شده‌اند [۳۵].

از رهیافت $CDW-3B$ استفاده شده است، در دو حالت پیشین و پسین مقایسه شده‌اند [۳۳ و ۳۴]. نتایج مربوط به صفحه پراکندگی ($\phi_e = 0^\circ$) است و مشاهده می‌شود که دینامیک برخورد در این فرآیند با نتایج شکل‌های ۱ و ۲ تفاوت دارد. در شکل‌های ۱ و ۲، فرآیند یونش در ناحیه انرژی‌های بالا رخ می‌دهد، درحالی‌که برخورد Au^{93+} با توجه به جرم پرتابه در ناحیه انرژی‌های میانی است. همان‌طور که مشاهده می‌شود در این فرآیند قله دوتایی از زاویه حدود 90° که در راستای اندازه حرکت انتقال یافته در انرژی‌های بالا است (عمود بر راستای فرودی پرتابه) جابه‌جا شده و در حدود زاویه صفر درجه آشکار می‌شود. همچنین یک قله ثانویه در نزدیکی آن، به‌ویژه در اندازه حرکت انتقال یافته $q=1\text{ a.u.}$ ، در نتایج تجربی قابل مشاهده است. بدیهی است که با کاهش سرعت پرتابه و با افزایش بار آن احتمال حرکت الکترون‌های یونیده شده در

نمودارها نشان می‌دهند که با افزایش بار پرتابه نسبت به شکل ۳ و افزایش انرژی فرودی، دینامیک برخورد تغییر کرده و با افزایش اندازه حرکت انتقال یافته و همچنین با افزایش انرژی الکترون یونیده شده برهم‌کنش دو مرحله‌ای پرتابه-الکترون-هسته کاهش پیدا کرده و در نتیجه قلهٔ پس‌زنی کاهش می‌یابد. نتایج حاضر در تمام موارد، هم‌خوانی بسیار خوبی را با نتایج تجربی نشان می‌دهد. دلیل این هم‌خوانی خوب، در نظر گرفتن انرژی‌های بالا است که با جملهٔ اول اختلالی بیان می‌شود.

نتیجه‌گیری

یونش یگانه اتم هلیوم در برخورد با یون‌های فرودی با بار و سرعت‌های مختلف بررسی شد. در محاسبات از روش موج واپیچیده پیوسته چهارجسمی در حالت پسین (CDW- ϵB -Post) استفاده شد. نتایج سطح مقطع جزئی کامل برای انرژی‌های الکترون یونیده شده و اندازه حرکت‌های انتقال یافتهٔ مختلف در صفحات پراکندگی و عمود بر صفحهٔ پراکندگی با نتایج تجربی و نظری مقایسه شدند. نتایج برای یون‌های مختلف با سرعت‌های متفاوت نشان داد که نظریهٔ حاضر به عنوان یک روش اختلالی مرتبهٔ اول، دینامیک برخورد را به خوبی پیش‌بینی می‌کند. مقایسهٔ نتایج کار حاضر با نتایج نظریه‌های سه‌جسمی و نتایج تجربی نشان داد که اثر هم‌بستگی‌های الکترونی چهارجسمی و اثرات پس از برخورد، به‌ویژه در برخورد یون‌های سنگین و سرعت‌های پایین‌تر،

مراجع

1. R L Foote, S L Stafford, I A Petersen et al, *Radiat Oncol* **22** (174) (2021) 1.
2. O Chuluunbaatar, K A Kouzakov, S A Zaytsev, A S Zaytsev, V L Shablov, Yu V Popov, H Gassert, M Waitz, H K Kim, T Bauer et al, *Phys. Rev. A* **99** (2019) 062711.
3. E B Holiday and S J Frank, *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* **89** (2016) 292.
4. Stopping powers and ranges for protons and alpha particles, (1993) ICRU Report 49: *International Commission of Radiation Units and Measurements* (Bethesda MD, Academic Press)
5. Dz Belkic, *J. Phys. B* **13** (1980) L589.
6. G C Bernardi, P D Fainstein, C R Garibotti and S Suarez, *J. Phys. B* **23** (1990) L139.
7. Dz Belkic, (2008) *Quantum Theory of High-Energy Ion-Atom Collisions* (London, Taylor and Francis)
8. Dz Belkic, I Mancev and J Hanssen, *Rev. Mod. Phys.* **80** (2008) 249.
9. Dz Belkic, *Adv. Quantum. Chem.* **56** (2009) 251.
10. S Amiri Bidvari, R Fathi and M J Brunger, *Eur. Phys. J. Plus* **137** (701) (2022) 1.
11. R Fathi and S Amiri Bidvari, *Iranian Journal of Physics Research* **23**(1) (2024) 195.
12. G Purohit and D Kato, *Eur. Phys. J. D* **78** (13) (2024) 1.

اهمیت قابل توجهی دارند. مقایسهٔ نتایج مربوط به پرتابهٔ Au^{93+} ، که در محدودهٔ انرژی‌های میانی برخورد قرار دارد، نشان داد که نظریهٔ $CDW-\epsilon B$ با در نظر گرفتن نقش الکترون دوم و اثرات هم‌بستگی الکترونی در این ناحیه نیز نسبت به روش‌های سه‌جسمی مشابه پیش‌بینی بهتری از سطح مقطع دیفرانسیلی جزئی کامل ارائه می‌دهد. مقایسهٔ نتایج پرتابه‌های پروتون و کربن نشان داد که از نظر تجربی افزایش بار پرتابه در سرعت‌های فرودی تقریباً یکسان باعث پهن‌تر شدن قلهٔ پس‌زنی می‌شود. با این حال، نظریهٔ حاضر نتوانست این رفتار را با دقت کافی پیش‌بینی کند. این عدم موفقیت را می‌توان به در نظر گرفتن پراکندگی‌های چندگانه و سهم جملات با مرتبه‌های بالاتر نسبت داد که در کارهای آینده مورد بحث قرار خواهد گرفت. از طرف دیگر، مقایسهٔ نتایج مربوط به یون‌های H^+ ، C^{6+} ، Au^{93+} و U^{92+} به عنوان پرتابه نشان داد که در محدودهٔ انرژی‌های بالا، همان‌طور که در مقدمه اشاره شد، سازوکار غالب مربوط به برهم‌کنش دوتایی است و قلهٔ مربوط به آن در راستای اندازه حرکت انتقال یافته است که تقریباً بر راستای فرودی پرتابه عمود است. همچنین مشاهده شد سهم برهم‌کنش دو مرحله‌ای پرتابه-الکترون-هدف با افزایش انرژی الکترون یونیده شده و افزایش اندازه حرکت انتقال یافته کاهش می‌یابد. مقایسهٔ نتایج کار حاضر با نتایج تجربی نشان داد که نظریهٔ حاضر قادر است سطح مقطع جزئی کامل در یونش یگانه ناشی از برخورد یون‌های سنگین با اتم هلیوم را با دقت بسیار خوبی پیش‌بینی کند.

13. I M Cheshire, *Proc. Phys. Soc.* **84** (1964) 89.
14. Dz Belkic, *J. Phys. B* **11** (1978) 3529.
15. Dz Belkic, R Gayet and A Salin, *Phys. Rep.* **56** (1979) 279.
16. H S W Massey, *Rep. Prog. Phys.* **12** (1949) 248.
17. H Bethe, *Ann. Phys. Lpz.* **5** (1930) 325
18. F Bloch, *Ann. Phys. Lpz.* **16** (1933) 285.
19. D R Bates and G W Griffing, *Proc. Phys. Soc. A* **66** (1953) 961.
20. O Boudrioua, C Champion, C Dal Cappello and Y V Popov, *Phys. Rev. A* **75** (2007) 022720.
21. C Dal Cappello, C Champion, O Boudrioua, H Lekadir, Y Sato and D Ohsawa, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **267** (2009) 781.
22. G B Crooks and M E Rudd, *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 1599.
23. M W Lucas and K G Harrison, *J. Phys. B* **5** (1972) L20.
24. L Sarkadi and A Orban, *Phys Rev Lett.* **100** (2008) 133201.
25. S Amiri Bidvari and R Fathi, *Eur. Phys. J. D* **74** (55) (2020) 1.
26. S Amiri Bidvari and R Fathi, *Eur. Phys. J. Plus* **136** (190) (2021) 1.
27. S Amiri Bidvari and R Fathi, *Eur. Phys J. Plus* **136** (453) (2021) 1.
28. I Mancev, N Milojevic and D Belkic, *Phys. Rev. A* **91** (2015) 062705.
29. X Wang, K Schneider, A LaForge, A Kelkar, M Grieser, R Moshhammer, J Ullrich, M Schulz and D Fischer, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys* **45** (2012) 211001.
30. M Schulz, R Moshhammer, D Fischer, H Kollmus, D H Madison, S Jones and J Ullrich, *Nature* **422** (2003) 48.
31. L Sarkadi, *Phys. Rev. A* **97** (2018) 042703.
32. J Colgan, M S Pindzola, F Robicheaux and M F Ciappina, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys* **44** (2011) 175205.
33. M F Ciappina and W R Cravero, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys* **39** (2006) 1091.
34. D Fischer, R Moshhammer, M Schulz, A Voitkiv and J Ullrich, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys* **36** (2003) 3555.
35. A B Voitkiv, B Najjari, R Moshhammer, M Schulz and J Ullrich, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys* **37** (2004) L365.