

# Heavy-Ion Fusion and Quasi-Elastic Scattering Of ${}^6,7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$ and ${}^6,7\text{Li}+{}^{152}\text{Sm}$ Reactions Using Coupled-Channel Calculation around the Coulomb Barrier

Raheleh Fereidonnejad\*, Hosein Sadeghi

Department of Physics, Faculty of Science, Arak University, Arak 8349-8-38156, Iran

Received: 10.05.2020    Final revised: 04.07.2021    Accepted: 03.08.2021

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.16983](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.16983)

## Abstract

In this work, the efficacy of fusion cross sections and barrier distributions of  ${}^6\text{Li}+{}^{144,152}\text{Sm}$  and  ${}^7\text{Li}+{}^{144,152}\text{Sm}$  reactions, as well as the large-angle partial quasi-elastic scattering excitation function and the corresponding barrier distribution for the  ${}^6,7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  reactions in coupled channel calculation with optical model potential were studied. The results showed that the role of potential and the effect of projectile deformation in these calculations are important parameters. Investigation show that for  ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  reaction CDCC calculation has a good agreement with experimental data and for  ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  reaction, CCFULL calculation has a good agreement. Forasmuch as the best way to study the behavior of fusion cross section at low energies is the astrophysical  $S(E)$  factor, this quantity was used to predict the behavior of  ${}^6,7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  and  ${}^6,7\text{Li}+{}^{152}\text{Sm}$  reactions in energy intervals that the experiment could not be measured. This result predicts the value of energy that the astrophysical  $S(E)$  factor had a maximum value, and find the value of S- factor for  ${}^6,7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$ ,  ${}^6,7\text{Li}+{}^{152}\text{Sm}$  reactions at zero energy by the extrapolation method.

**Keywords:** heavy ion reaction, coupled channel calculation, optical model potential, fusion cross section, fusion barrier distribution, quasi-elastic scattering

\* Corresponding Author: r-fereidonnejad@phd.araku.ac.ir



## همجوشی و پراکندگی شبه‌الاستیک واکنش‌های یون سنگین ${}^6,7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$ و ${}^6,7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$ با استفاده از محاسبات کانال کوپل شده در اطراف سد کولنی

راحله فریدون نژاد\*، حسین صادقی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه اراک، اراک، ایران

دریافت: 1399/02/21 ویرایش نهایی: 1400/04/13 پذیرش: 1400/05/12

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.16983](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.16983)

### چکیده

در این مقاله، اثر برانگیختگی‌های چندفونونی در واکنش‌های همجوشی یون سنگین و توزیع سد همجوشی در انرژی‌های زیر سد برای واکنش‌های همجوشی  ${}^6,7\text{Li}+{}^{144,152}\text{Sm}$  مطالعه و بررسی شده است؛ همچنین تابع برانگیختگی جزئی پراکندگی شبه‌الاستیک و توزیع سد متناظر با آن برای واکنش‌های  ${}^6,7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  در محاسبات کانال کوپل شده و با استفاده از پتانسیل مدل اپتیکی مورد بررسی قرار گرفته شده است. بررسی‌ها و مطالعات ما نشان داد که ساختار و تغییر شکل هسته پرتابه عامل مهمی در این محاسبات است. همچنین این بررسی‌ها نشان داد که برای واکنش  ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  محاسبات CDCC تطابق خوبی با داده‌های تجربی دارد اما برای واکنش  ${}^7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  روش محاسبات CCFULL تطابق بهتری را نشان می‌دهد. به‌عنوان بهترین روش برای مطالعه رفتار سطح مقطع همجوشی در انرژی‌های زیر سد کولنی، فاکتور اختر فیزیکی  $S(E)$  محاسبه شده است و از آن برای پیش‌بینی رفتار واکنش‌های  ${}^6,7\text{Li}+{}^{144,152}\text{Sm}$  در بازه‌هایی از انرژی که آزمایش‌های تجربی قادر به اندازه‌گیری آن نیست، استفاده شده است. این نتایج مقدارهایی از انرژی که در آن  $S(E)$  بیشترین مقدار ممکن را دارد و مقدار فاکتور اختر فیزیکی در انرژی صفر برای این واکنش‌ها را پیش‌بینی می‌کند.

**کلیدواژگان:** واکنش‌های یون سنگین، محاسبات کانال کوپل شده، پتانسیل مدل اپتیکی، سطح مقطع همجوشی، توزیع سد همجوشی، پراکندگی شبه‌الاستیک

### مقدمه

چندین حرکت ذاتی هسته‌ای است. کوپل شدگی کانال‌های مختلف با یکدیگر منجر به شکافتگی سد شده و سطح مقطع همجوشی را در مناطق زیر سد در مقایسه با پیش‌بینی‌های یک بعدی به‌طور قابل توجهی افزایش می‌دهد [8]. همچنین توزیع سد همجوشی به اطلاعات مربوط به ساختار هسته‌ای مانند شکل هسته، برانگیختگی‌های چندگانه و ارتعاشات سطح هسته‌ای و ... حساس است و ابزاری ارزشمند برای درک مکانیسم همجوشی دو هسته سنگین است.

در سال‌های اخیر مطالعات گسترده‌ای بر روی اثرات ناشی از شکست هسته‌های ضعیف در واکنش‌های همجوشی یون سنگین انجام شده است [1-5]. اولین مطالعات بر روی واکنش‌های همجوشی زیر سد کولنی  ${}^{16}\text{O}$  بر روی ایزوتوپ‌های ساماریوم ( $Sm$ ) انجام شد [6 و 7]. این مطالعات نشان داد که واکنش‌های همجوشی در انرژی‌های نزدیک و زیر سد کولنی به‌شدت تحت تأثیر کوپل‌شدگی حرکت نسبی برخورد هسته‌ها در

\* r-fereidonnejad@phd.araku.ac.ir نویسنده مسئول:

بر روی توزیع سد همجوشی مشتق شده از پراکندگی‌های شبه‌الاستیک برای سیستم‌هایی با هسته‌های ضعیف پیوند ارائه شده است [19-22]. برای چنین سیستم‌هایی، کانال شکست باید به‌عنوان یکی از فرآیندهای شبه‌الاستیک باشد. شکست یک کانال بسیار پیچیده است، زیرا پس از تکه تکه شدن هسته پرتابه، محصولات ممکن است رفتارهای متفاوتی داشته باشند. از آنجایی که مطالعه فرآیندهای شکست پرتابه‌های ضعیف پیوند مانند  ${}^6,7\text{Li}$  بر روی هدف‌های مختلف، پایه‌های قوی را برای مطالعه پرتوهای یون‌های رادیواکتیو فراهم می‌کند که درک فرآیند همجوشی با استفاده از پرتو یون رادیواکتیو اهمیت زیادی در تولید عناصر فوق سنگین دارد و در اختر فیزیک از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است، در این مقاله سطح مقطع و توزیع سد همجوشی برای واکنش‌های  ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  و  ${}^6,7\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  و همچنین سطح مقطع جزئی و توزیع سد پراکندگی شبه‌الاستیک برای واکنش‌ها  ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  مطالعه و بررسی شده است. در محاسبات مربوط به این واکنش‌ها برای بررسی نقش پتانسیل، از پتانسیل مدل اپتیکی در محاسبات کانال کوپل شده استفاده شده است. در نهایت نتایج حاصل از این محاسبات با داده‌های تجربی و محاسبات CDCC و CRC که قبلاً توسط محققان دیگری محاسبه شده [23]، مقایسه شده است. در این محاسبات اثرات کانال‌های کوپل شده برای هسته‌های پرتابه (تغییر شکل هسته‌های ضعیف پیوند) و تمام حالت‌های کوپل‌شدگی برای هسته‌های هدف در نظر گرفته شده است.

توزیع سد همجوشی و توزیع سد پراکندگی شبه‌الاستیک به‌نوعی رفتار مشابه با یکدیگر دارند و استخراج توزیع سد از سطح مقطع پراکندگی شبه‌الاستیک نسبت به سطح مقطع همجوشی مزایای تجربی خاصی دارد [9]، اخیراً برای بررسی دینامیک کانال ورودی در واکنش‌های همجوشی به‌منظور سنتز عناصر فوق سنگین، توزیع سد پراکندگی شبه‌الاستیک مورد بررسی قرار گرفته است [10-13]. برای واکنش‌های همجوشی، توزیع سد به‌صورت مشتق دوم حاصلضرب انرژی مرکز جرم و سطح مقطع همجوشی نسبت به انرژی مرکز جرم  $(d^2(E_{cm}\sigma_{fus})/dE_{cm}^2)$  محاسبه می‌شود. برای پراکندگی‌های شبه‌الاستیک، توزیع سد از مشتق اول نسبت سطح مقطع پراکندگی شبه‌الاستیک روبه عقب به سطح مقطع رادفورد نسبت به انرژی مرکز جرم یعنی  $-d(\sigma_{el}/\sigma_R)/dE_{cm}$  به‌دست می‌آید. این مقادیر به اثرات کوپل‌شدگی بسیار حساس هستند [14، 15] و می‌توانند در تعیین پارامترهای تغییر شکل کمک بسیاری کنند [9].

در سال‌های گذشته، اثرات شکست هسته‌های ضعیف پیوند<sup>1</sup> بر روی سطح مقطع واکنش‌های همجوشی به‌طور گسترده مورد بررسی قرار گرفته است [16]. از آنجایی که کانال واکنش‌های شکست<sup>2</sup> باعث می‌شود حالت‌ها پیوسته بمانند، انتظار می‌رود که نقش این فرآیندها بر روی کانال‌های همجوشی و پراکندگی، متفاوت از برانگیختگی‌های غیرالاستیک حالت‌های مقید و واکنش‌های انتقال مستقیم باشد. در این میان داسگوپتا<sup>3</sup> و همکاران توزیع سد همجوشی شامل پرتابه‌هایی ضعیف پیوند مانند  ${}^6,7\text{Li}$  و  ${}^9\text{Be}$  بر روی هدف‌های سنگین را مورد مطالعه و بررسی قرار دادند [17، 18]. با این حال تنها چند گزارش اولیه از مطالعه

<sup>3</sup> Dasgupta<sup>1</sup> Weakly bound nuclei<sup>2</sup> Breackup reaction

## روش محاسبات

در محاسبات مربوط به کانال‌های کوپل شده، هامیلتونی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$H(r, \xi) = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r) + H_0(\xi) + V_{coup}(r, \xi) \quad 1$$

که در این رابطه  $H_0(\xi)$  و  $V_{coup}(r, \xi)$  به ترتیب هامیلتونی ذاتی و کوپل شدگی هستند. در توصیف نظری برهم‌کنش‌های همجوشی یون سنگین، پتانسیل برهم‌کنشی بین هسته‌های شرکت کننده در واکنش شامل یک بخش بلند برد کولنی ( $V_C(r)$ ) و یک بخش کوتاه برد هسته‌ای ( $V_N(r)$ ) است. پتانسیل کولنی  $V_C(r)$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$V_C(r) = \frac{Z_p Z_T e^2}{r} \quad 2$$

اما بخش کوتاه‌برد هسته‌ای هنوز به خوبی شناخته نشده است، به طوری که توصیف دقیق پتانسیل هسته‌ای برای واکنش‌های پراکندگی و همجوشی یون سنگین به یک چالش در فیزیک هسته‌ای تبدیل شده است. در دهه‌های اخیر مدل‌های پتانسیلی نیمه تجربی بسیاری برای توصیف برهم‌کنش هسته-هسته معرفی شده است [24-27]. یکی از این مدل‌های پتانسیل نیمه تجربی که به طور گسترده‌ای مورد استفاده قرار گرفته شده، پتانسیل وود-ساکسون (W-S) است که به صورت زیر توصیف می‌شود:

$$V_N(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right)} \quad 3$$

یکی دیگر از مدل‌های پتانسیل نیمه تجربی که به طور گسترده‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرد، پتانسیل مدل اپتیکی (OMP) است. ساده‌ترین حالت این مدل پتانسیلی از مجموع یک قسمت حقیقی یک قسمت موهمومی تشکیل شده که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$V_N(r) = -\frac{V_V}{1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right)} - i \frac{W_V}{1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right)} \quad 4$$

بخش حقیقی این پتانسیل میانگین برهم‌کنش بین هسته‌های پرتابه و هدف را نشان می‌دهد و بخش موهمومی آن از بین رفتن ذرات پرتابه در برخورد با هسته هدف را در نظر می‌گیرد.

با استفاده از محاسبات کانال کوپل شده و با به کار بردن شرایط مرزی موج ورودی، سطح مقطع همجوشی واکنش‌های یون سنگین به صورت زیر محاسبه می‌شود [28]:

$$\begin{aligned} \sigma_{fus}(E) &= \frac{\pi}{k^2} \sum_J (2J+1) P_J(E) \\ &= \frac{\pi}{k^2} \sum_J (2J+1) \left( 1 - \left| \sum_n S_n^J \right|^2 \right) \end{aligned} \quad 5$$

که در این رابطه  $P_J(E)$  احتمال عبور از سد کولنی و  $J$  اندازه حرکت زاویه‌ای کل است. از سوی دیگر، سطح مقطع دیفرانسیلی برای کانال  $n$ م به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \frac{k_n}{k_0} |f_n(\theta)|^2 \quad 6$$

که

$$\begin{aligned} f_n(\theta) &= \frac{1}{2i\sqrt{k_0 k_n}} \sum_J e^{i[\sigma_J(E) + \sigma_J(E - \varepsilon_n)]} \\ &\quad \times (2J+1) P_J(\cos\theta) (S_n^J - \delta_{n,0}) \\ &\quad + f_C(\theta) \delta_{n,0} \end{aligned} \quad 7$$

که در این رابطه  $\sigma_J(E)$  و  $f_C(\theta)$  به ترتیب انتقال فاز کولنی و دامنه پراکندگی کولنی هستند. سطح مقطع پراکندگی شبه‌الاستیک به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\sigma_{qel}(E, \theta) = \sum_n \frac{d\sigma_n}{d\Omega}(E, \theta) \quad 8$$

در این مقاله برای حل عددی محاسبات کانال کوپل شده از کد کامپیوتری CCFULL استفاده شده است [29].

در این واکنش‌ها برای  $^{144}\text{Sm}$  به‌عنوان هسته هدف حالت‌های ارتعاشی  $3^-$  ( $\beta_3 = 0,23$ ) و  $E_x = 1,81\text{MeV}$  [31] و همچنین اثرات کوپل شدگی  $2^+$  ( $\beta_2 = 0,087$ ) و همچنین اثرات کوپل شدگی  $2^+$  ( $E_x = 1,66\text{MeV}$ ) مشاهده می‌شود که این حالت در مقایسه با حالت ارتعاشی  $3^-$  از اهمیت کمتری برخوردار است. در اغلب کارهای تئوری از اثرات کوپل شدگی حالت  $2^+$  صرفه نظر می‌شود، اما در اینجا این اثرات نیز در نظر گرفته شده و اثرات همه حالت‌های کوپل شدگی مورد بررسی قرار گرفته شده است. هسته  $^{152}\text{Sm}$  به‌عنوان هسته هدف، هسته‌ای است که در حالت پایه دارای تغییر شکل بسیار خوبی است و هر دو حالت چرخشی چهارقطبی و شانزده قطبی با پارامترهای تغییر شکل  $\beta_2 = 0,26$  و  $\beta_4 = 0,005$  برای آن در نظر گرفته می‌شود [32]. همچنین هسته  $^{152}\text{Sm}$  علاوه بر تغییر شکل در حالت پایه دارای حالت ارتعاشی  $2^+$  ( $\beta_2 = 0,095$ ) و  $E_x = 1,041\text{MeV}$  [31] و همچنین اثرات کوپل شدگی  $4^+$  ( $\beta_4 = 0,3965$ ) و  $E_x = 0,1218\text{MeV}$  [33] است که در هیچ یک از مطالعات قبلی این اثرات برای این هسته در نظر گرفته نشده است، اما در اینجا اثرات کوپل شدگی ارتعاشی برای این هسته نیز در نظر گرفته شده است. در بسیاری از محاسبات برای سادگی تغییر شکل هسته پرتابه در نظر گرفته نمی‌شود، اما در نظر گرفتن نقش تغییر شکل هسته پرتابه در محاسبات مهم به نظر می‌رسد، زیرا در سیستم‌های واقعی و نتایج تجربی تغییر شکل هسته پرتابه در نظر گرفته می‌شود. همچنین در بسیاری از موارد، تفاوت‌های میکروسکوپی در ساختار دو ایزوتوپ منجر به جهت‌گیری‌های مختلف در کانال‌های کوپل شده می‌شود؛ مانند هسته‌های پرتابه‌ای که در اینجا مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در حالت پایه  $^6\text{Li}$  کروی است و  $^7\text{Li}$  یک هسته تغییر شکل یافته

### بررسی واکنش‌های همجوشی $^{6,7}\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$

#### و $^{6,7}\text{Li} + ^{152}\text{Sm}$

برای بررسی اهمیت نقش پتانسیل در محاسبات کانال‌های کوپل شده و همچنین بررسی اهمیت تغییر شکل هسته پرتابه، در محاسبات سیستم‌هایی با پرتابه‌های متفاوت و هسته هدف یکسان یعنی واکنش‌های  $^{6,7}\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$  و  $^{6,7}\text{Li} + ^{152}\text{Sm}$  که منجر به ایزوتوپ‌های مختلف  $Tb$  به‌عنوان هسته مرکب می‌شوند، در نظر گرفته شده‌اند. قبلاً تحقیقات بسیاری بر روی این واکنش‌ها توسط رات<sup>1</sup> و همکاران [۴،۵،۲۹،۳۰] انجام شده که در همه این تحقیقات از پتانسیل وود-ساکسون به‌عنوان پتانسیل هسته‌ای استفاده شده، اما در اینجا برای بررسی اهمیت نقش پتانسیل از پتانسیل مدل اپتیکی به‌عنوان پتانسیل هسته‌ای استفاده شده است. به‌منظور به‌دست آوردن پارامترهای پتانسیل مدل اپتیکی برای واکنش‌های  $^{6,7}\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$  و  $^{6,7}\text{Li} + ^{152}\text{Sm}$  در محاسبات کانال کوپل شده، یک برازش با داده‌های تجربی توزیع سد همجوشی و شبه‌الاستیک در انرژی‌های متفاوت صورت گرفته شده است. این 6 پارامتر (دو کمیت عمق  $V_V$  و  $W_V$ ، دو پارامتر شعاع  $r_v$  و  $r_w$  و دو پارامتر  $a_v$  و  $a_w$ ) در پتانسیل مدل اپتیکی با شرایط  $r_v = r_w$  و  $a_v = a_w$  محاسبه می‌شوند. نتایج برازش با داده‌های تجربی برای واکنش‌های  $^6\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$ ،  $^7\text{Li} + ^{144}\text{Sm}$ ،  $^6\text{Li} + ^{152}\text{Sm}$  و  $^7\text{Li} + ^{152}\text{Sm}$  به ترتیب شعاع برابر  $r_v = r_w = 10\text{ fm}$ ، پارامتر نفوذپذیری برابر  $a_v = a_w = 0,55\text{ fm}$  و در نهایت عمق چاه پتانسیل برابر  $V_v = 109,5, 114, 2, 109, 5, 114, 2\text{ MeV}$  و  $W_v = 26, 48, 10, 31, 25, 63, 9, 78\text{ MeV}$  است.

<sup>1</sup> Rath

تنظیم می‌شوند که بهترین تطابق را با داده‌های  $V_B^{\text{exp}}$  و  $R_B^{\text{exp}}$  داشته باشند که نتایجی که در جدول 3 آورده شده این موضوع را تأیید می‌کند.

**جدول 1.** مقدار ارتفاع سد کولنی ( $V_B$ ) و موقعیت سد ( $R_B$ ) با استفاده از پتانسیل‌های مختلف برای واکنش‌های یون سنگین  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$

		${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$	${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$
$V_B$ (MeV)	WS	25,55	25,10
	OMP	26,98	26,62
$\Delta V_B$	WS	0,96	5,38
	OMP	5,31	0,45
$R_B$ (fm)	WS	9,78	9,98
	OMP	9,34	9,47
$\Delta R_B$	WS	8,62	5,05
	OMP	3,78	0,32

**جدول 2.** مقدار ارتفاع سد کولنی ( $V_B$ ) و موقعیت سد ( $R_B$ ) با استفاده از پتانسیل‌های مختلف برای واکنش‌های یون سنگین  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$

		${}^6\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$	${}^7\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$
$V_B$ (MeV)	WS	۲۴٫۹۰	۲۴٫۳۶
	OMP	۲۶٫۶۹	۲۶٫۳۴
$\Delta V_B$	WS	۲٫۷۳	۶٫۳۱
	OMP	۵٫۳۱	۱٫۳۱
$R_B$ (fm)	WS	۱۰٫۰۸	۱۰٫۳۲
	OMP	۹٫۴۴	۹٫۵۸
$\Delta R_B$	WS	۶٫۱۱	۸٫۶۳
	OMP	۰٫۶۳	۰٫۸۴

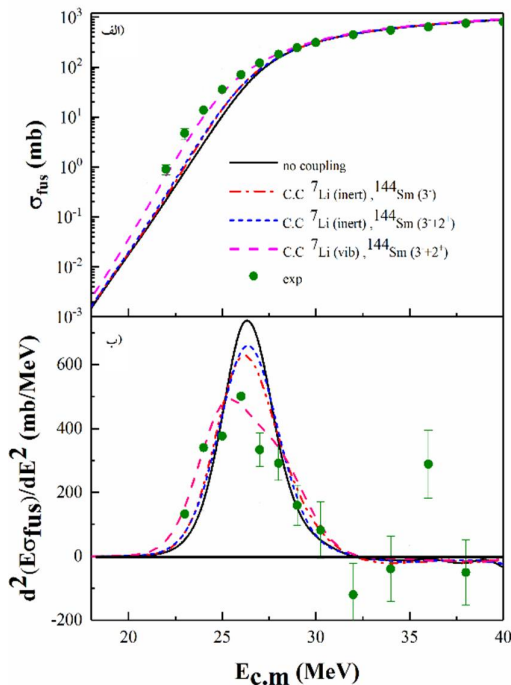
شکل‌های 1 و 2 سطح مقطع و توزیع سد همجوشی برای واکنش‌های  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  را نشان می‌دهند. خطوط خط‌چین کوتاه و خط‌نقطه در شکل‌های 1 و 2 مربوط به حالتی است که فقط کوپل شدگی هسته هدف در نظر گرفته شده است. همان‌طور که می‌بینید با در نظر گرفتن اثرات کوپل شدگی حالت  $2^+$  تنها مقدار بسیار کمی (حدود 4٪) نتایج محاسبات در مقایسه با حالتی که فقط اثرات کوپل شدگی حالت  $3^-$  در نظر گرفته شده است، بهبود می‌یابد؛ اما با در نظر گرفتن حالت رزونانسی  $3^+$  برای هسته  ${}^6\text{Li}$  و اثرات کوپل

است. برای  ${}^6\text{Li}$  در حالت پایه، حالت رزونانسی  $3^+$  در  $2/18 \text{ MeV}$  و  $\beta_3 = 0/87$  در نظر گرفته شده است [17]. هسته  ${}^7\text{Li}$  دارای کوپل شدگی ( $3^-$ ) در حالت پایه و ( $1^-$ ) در اولین حالت برانگیخته است [30] که مقدار  $\beta_2$  برای آن در حالت چرخشی پایه برابر  $0/71$  است.

در مورد تفاوت پتانسیل‌ها، باید توجه کنید که نه تنها ارتفاع و موقعیت سد کولنی برای هریک از پتانسیل‌ها متفاوت است، بلکه پهنا و عمق آنها نیز متفاوت است. برای بررسی جزئیات بیشتر برای هریک از واکنش‌های  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  و  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  در جدول 1 و 2 ارتفاع سد و موقعیت آنها برای هر پتانسیل مقایسه شده است. باید توجه کنید که داده‌های تجربی مربوط به ارتفاع سد برای این واکنش‌ها از روی محاسبات مربوط به توزیع سد همجوشی به‌دست می‌آید. برای رسیدن به یک درک بهتر در جدول‌های 1 و 2 درصد خطای نسبی بین کمیت‌های مربوط به سد که به‌صورت تئوری به‌دست آمده با داده‌های تجربی متناظر با آنها نیز آورده شده است. این مقادارها با استفاده از رابطه زیر به‌دست آمده‌اند:

$$\Delta X_B (\%) = \frac{X_B^{\text{Theor}} - X_B^{\text{Exp}}}{X_B^{\text{Exp}}} \times 100 \quad 9$$

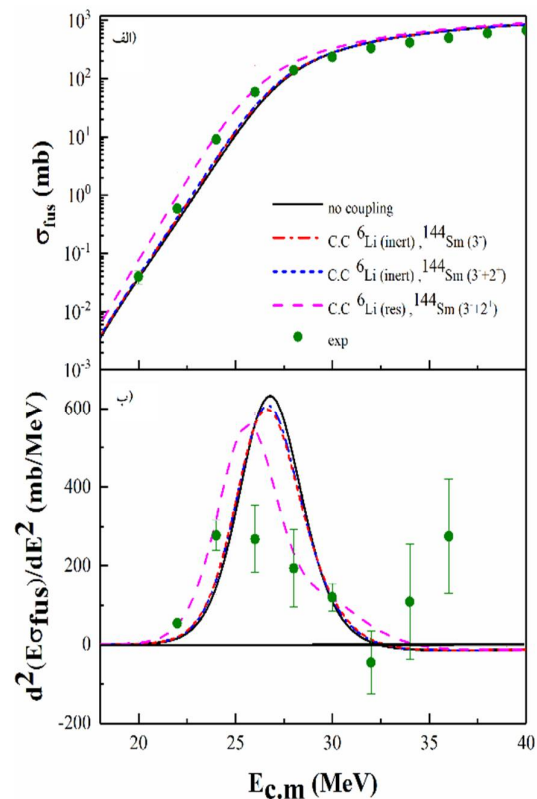
که  $X_B$  در رابطه بالا با  $V_B$  و  $R_B$  جایگزین می‌شود. این مقادارها نشان می‌دهد پتانسیل وود-ساکسون، ارتفاع سد مربوط به واکنش‌های  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{144,152}\text{Sm}$  را با درصد خطای پایین‌تری توصیف می‌کند؛ اما به‌طور کلی در مورد ارتفاع سد واکنش‌های  ${}^7\text{Li} + {}^{144,152}\text{Sm}$  و همچنین مکان سد واکنش‌های  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{144,152}\text{Sm}$ ، پتانسیل مدل اپتیکی نتایج بهتری را ارائه می‌دهد. لازم به‌ذکر است که پارامترهای مربوط به پتانسیل وود-ساکسون در محاسبات کانال‌های کوپل شده طوری



شکل 2. الف: سطح مقطع همجوشی و ب: توزیع سد همجوشی برای واکنش  ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  برحسب تابعی از انرژی.

در شکل‌های 3 و 4 علاوه بر بررسی اثرات کوپل شدگی هسته پرتابه، اثرات کوپل شدگی چرخشی و ارتعاشی در هسته  ${}^{152}\text{Sm}$  نیز مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است. خطوط خط چین کوتاه و خط نقطه در شکل‌های 3 و 4 نشان می‌دهد که در هسته  ${}^{152}\text{Sm}$  اثرات کوپل شدگی حالت  $4^+$  غالب است، همچنین خطوط خط چین و خط-نقطه-نقطه بیان می‌کند که اثرات کوپل شدگی حالت  $2^+$  و  $4^+$  دقیقاً متناظر با حالت کوپل شدگی ارتعاشی برای این هسته است. اما نمودارهای سطح مقطع همجوشی برای واکنش‌های  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  نشان می‌دهد که نتایج محاسبات کوپل شدگی با حالت ارتعاشی  $2^+$  و  $4^+$  برای هسته هدف  ${}^{152}\text{Sm}$  تطابق بیشتری با داده‌های تجربی مربوط به این واکنش‌ها دارد.

شدگی ارتعاشی برای هسته  ${}^7\text{Li}$  به‌عنوان هسته پرتابه (خط چین) نتایج محاسبات به‌طور قابل توجهی افزایش می‌یابد، به‌خصوص در زیر سد کولنی. نمودارهای توزیع سد همجوشی برای واکنش‌های  ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  نتایج را تأیید می‌کند و نشان می‌دهد که منحنی‌های خط چین در اطراف ارتفاع سد ( $V_B$ ) که یکی از کمیت‌های کلیدی برای انتخاب انرژی بمباران در فرایندهای همجوشی است و منجر به سنتز عناصر فوق سنگین می‌شود، متمرکز شده‌اند.

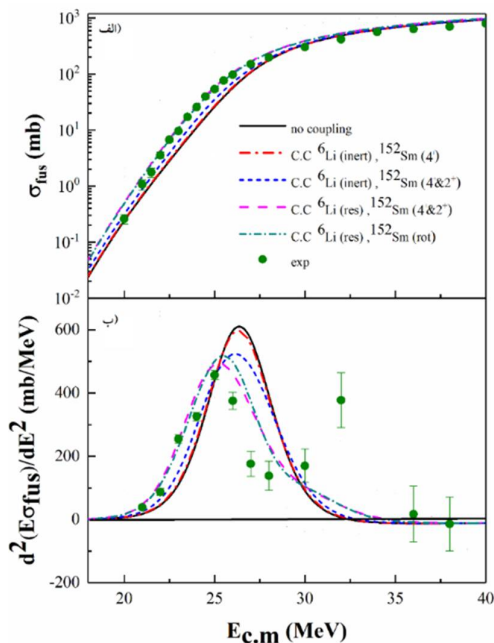


شکل 1. الف: سطح مقطع همجوشی و ب: توزیع سد همجوشی برای واکنش  ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  برحسب تابعی از انرژی.

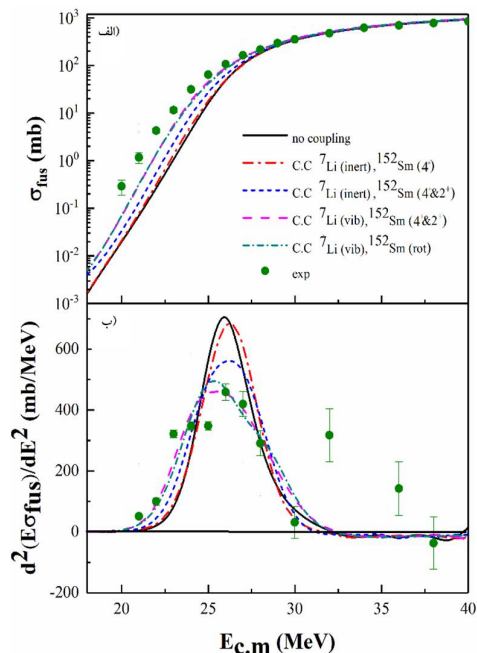
شکل 4. الف: سطح مقطع همجوشی و ب: توزیع سد همجوشی برای واکنش  ${}^7\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  برحسب تابعی از انرژی.

مقایسه نمودارهای 1 تا 4 با تحقیقات انجام شده توسط رات و همکاران که سطح مقطع همجوشی را برای واکنش‌های  ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  و  ${}^6,7\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  با پتانسیل وود-ساکسون انجام داده‌اند [5,30]، نشان می‌دهد که نتایج حاصل از محاسبات با پتانسیل مدل اپتیکی تطابق بهتری با داده‌های تجربی دارد. همچنین با مقایسه بین داده‌های به دست آمده در جدول 3 و نمودارهای 1 تا 4 متوجه می‌شویم که هریک از منحنی‌ها در این نمودارها در اطراف  $V_B$  متمرکز شده‌اند. اگرچه در انرژی‌های بالاتر از  $V_B$  اختلاف‌هایی بین نتایج حاصل از محاسبات ما و داده‌های تجربی وجود دارد؛ اما در انرژی‌های زیر سد کولنی، نتایج حاصل از محاسبات کانال‌های کوپل شده با پتانسیل مدل اپتیکی نسبت به محاسبات کانال‌های کوپل شده با پتانسیل وود-ساکسون، تطابق بهتری با داده‌های تجربی دارد و حدود 10 تا 20 درصد نتایج محاسبات را بهبود می‌بخشد. همچنین از این محاسبات می‌توان برای پیش‌بینی سطح مقطع همجوشی برای این واکنش‌ها در بازه‌هایی از انرژی که آزمایش‌های تجربی قادر به اندازه‌گیری آن نیست، استفاده کرد.

شکل 5 و 6 سطح مقطع جزئی پراکندگی شبه‌الاستیک به پراکندگی رادفورد و توزیع سد متناظر با آن برای واکنش‌های  ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  را نشان می‌دهد. در شکل 5 خط پر و خط چین به ترتیب نشان دهنده نتایج محاسبات کانال کوپل شده و محاسبات  $\text{CDCC}^1$  که توسط اتمار<sup>2</sup> و همکاران انجام شده [23]، است. این منحنی‌ها در نمودارهای سطح مقطع جزئی پراکندگی شبه‌الاستیک به پراکندگی رادفورد و توزیع سد متناظر با آن نشان



شکل 3. الف: سطح مقطع همجوشی و ب: توزیع سد همجوشی برای واکنش  ${}^6\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  برحسب تابعی از انرژی.

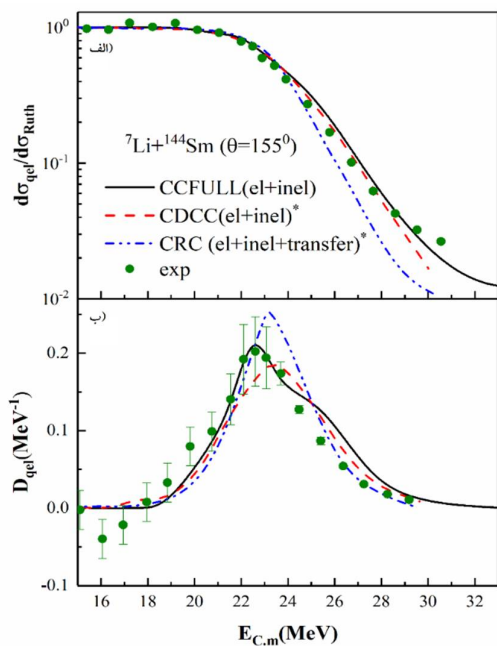


<sup>1</sup> continuum discretized coupled channel

<sup>2</sup> Otomar



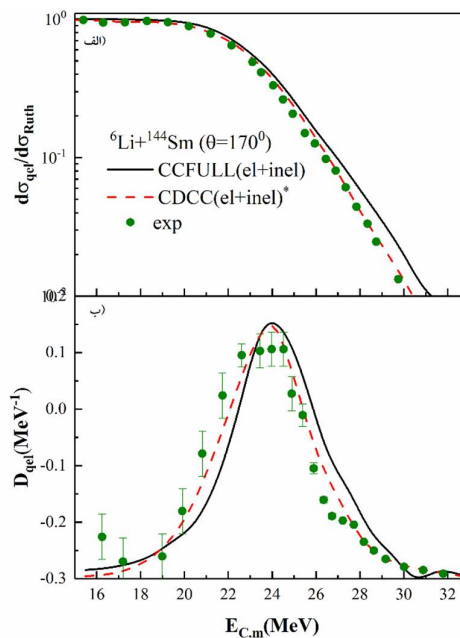
است این اثرات در نظر گرفته نمی‌شود. نمودارهای تابع برانگیختگی پراکندگی شبه‌الاستیک به‌خصوص توزیع سد متناظر با آن برای محاسبات ما نسبت به محاسبات CDCC و CRCC تطابق بهتری با داده‌های تجربی، نشان می‌دهد. محاسبات کانال کوپل شده که در این کار محاسبه شده است به‌خوبی موقعیت و ارتفاع توزیع سد را اندازه‌گیری می‌کند و داده‌های تجربی را به‌خوبی توصیف می‌کند. نمودارهای خط‌چین و خط-نقطه-نقطه در شکل 6 نشان می‌دهند که اثرات کانال‌های شکست اندازه سد کولنی را افزایش می‌دهند و نتایج را اصلاح می‌کنند.



شکل 6. الف) سطح مقطع جزئی پراکندگی شبه‌الاستیک و ب) توزیع سد پراکندگی شبه‌الاستیک در  $\theta = 155^\circ$  برای واکنش  ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  برحسب انرژی مرکز جرم.

فاکتور اختر فیزیکی  $S(E)$  یکی از کمیت‌های محبوب برای تجزیه و تحلیل پدیده‌ها در روش‌های تئوری و تجربی است و یکی از بهترین روش‌ها برای مطالعه رفتار سطح مقطع همجوشی در انرژی‌های پایین است،

می‌دهد که اگرچه محاسبات CDCC تطابق بهتری با داده‌های تجربی دارد و بهترین روش برای مطالعه سیستم‌هایی با پرتابه‌های ضعیف پیوند است؛ اما محاسبات کانال کوپل شده که ما از آن استفاده کرده‌ایم نیز می‌تواند رفتار این واکنش‌ها را به‌خوبی توصیف کند. همه منحنی‌ها در نمودار 5 در اطراف  $V_B$  متمرکز شده‌اند و رفتاری شبیه توزیع سد همجوشی نشان می‌دهند.



شکل 5. الف) سطح مقطع جزئی پراکندگی شبه‌الاستیک و ب) توزیع سد پراکندگی شبه‌الاستیک در  $\theta = 170^\circ$  برای واکنش  ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  برحسب انرژی مرکز جرم.

نمودار 6 نتایج محاسبات ما، محاسبات CDCC و محاسبات کانال‌های واکنش کوپل شده CRC که اثرات کانال تبادل یک نوترون را در نظر گرفته [23]، نشان می‌دهد. نتایج تحقیقات اوتار و همکاران نشان داد که در نظر گرفتن کوپل شدگی کانال‌های تبادل تک نوترون تأثیری بر روی تابع برانگیختگی شبه‌الاستیک ندارد؛ بنابراین در محاسباتی که در اینجا انجام شده

خوبی را با داده‌های تجربی نشان می‌دهد؛ بنابراین از این محاسبات می‌توان برای پیش‌بینی رفتار واکنش‌ها در انرژی‌هایی که آزمایش‌های تجربی قادر به اندازه‌گیری آن نیست استفاده کرد. مقدار S-factor برای واکنش‌های  ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ ،  ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ ،  ${}^6\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  و  ${}^7\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  در انرژی صفر به ترتیب برابر  $7.91 \times 10^0$ ،  $1.69 \times 10^0$ ،  $9.08 \times 10^0$  و  $3.05 \times 10^1$  است.

جدول 3. مقادیر تئوری و تجربی  $E_s$  برای واکنش‌های  ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  و  ${}^6,7\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  و درصد خطای نسبی بین مقادیر تئوری و داده‌های تجربی متناظر با آنها.

واکنش	$E_s^{theor} (MeV)$	$E_s^{exp} (MeV)$	$\Delta E_s \%$
${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$	۱۶/۵۱	۱۵/۴۷	۶/۷۲
${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$	۱۶/۳۳	۱۶/۵۳	۱/۲۱
${}^6\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$	۱۶/۴۱	۱۵/۴۹	۵/۹۳
${}^7\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$	۱۶/۲۵	۱۶/۵۵	۱/۸۱

در انرژی‌های کم، ناسازگاری بین نتایج حاصل از محاسبات با داده‌های تجربی واکنش‌های  ${}^7\text{Li} + {}^{144,152}\text{Sm}$  می‌تواند به این دلیل باشد که اثرات نوکلئون اضافی و در نتیجه اثرات کانال انتقال نوترون در محاسبات در نظر گرفته نشده است، اگرچه محاسبات اوتمار و همکاران نشان داد که این کانال تأثیری در محاسبات ندارد. این ناسازگاری در محاسبات کانال کوپل شده با پتانسیل مدل اپتیکی نسبت به محاسبات کانال کوپل شده با پتانسیل وود-ساکسون کمتر شده است، بنابراین به نظر می‌رسد که پتانسیل مدل اپتیکی هم برای این محاسبات چندان پتانسیل مناسبی نیست و بهتر از مدل‌های پتانسیلی دیگری که ساختار هسته را بهتر توصیف می‌کنند استفاده شود.

به همین دلیل ما نمودار مربوط به S-factor را رسم کرده و آن را تجزیه و تحلیل می‌کنیم. فاکتور اختر فیزیکی  $S(E)$  برای این معادلات با استفاده از فرمول زیر توصیف می‌شود:

$$S(E) = E\sigma(E) \exp(2\pi(\eta - \eta_0)) \quad 10$$

$\eta$  پارامتر بدون بعد سامرفلد و  $\eta_0$  یک پارامتر قابل تنظیم است. نمودار مربوط به S-factor واکنش‌های  ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  و  ${}^6,7\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  در شکل 7 رسم شده است. توجه کنید که در این نمودار تنها داده‌های مربوط به محاسبات کانال کوپل شده با پتانسیل مدل اپتیکی و داده‌های تجربی بررسی شده است. همانطور که قبلاً گفته شد داده‌های مربوط به S-factor واکنش‌های همجوشی در انرژی‌های پایین دارای یک بیشینه مقدار است. انرژی که S-factor در آن دارای بیشینه مقدار است به عنوان  $E_s$  شناخته می‌شود. در طیف گسترده‌ای از واکنش‌های همجوشی،  $E_s$  دارای یک رفتار سیستماتیک به صورت تابعی از  $\xi = Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}}$  است [34] که این رفتار به صورت زیر فرمولبندی می‌شود [35]:

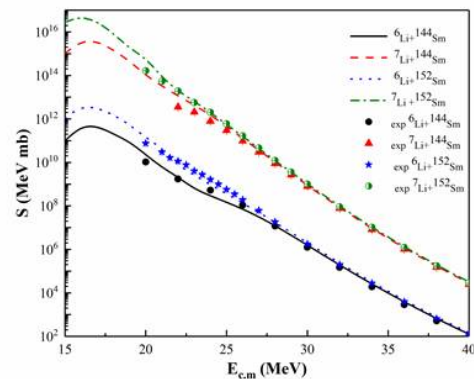
$$E_s^{exp} = \left[ \frac{0.495\xi}{(2.33 + 580/\xi)} \right]^{2/3} \quad 11$$

در جدول 3 با توجه به معادله 11 و شکل 7، مقدارهای تئوری و تجربی  $E_s$  برای واکنش‌های  ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  و  ${}^6,7\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  و درصد خطای نسبی بین مقدارهای تئوری و داده‌های تجربی متناظر آنها آورده شده است. همان‌طور که مشاهده می‌کنید بین نتایج حاصل از محاسبات و داده‌های تجربی تطابق بسیار خوبی وجود دارد. می‌توان ادعا کرد که نتایج حاصل از محاسبات کانال‌های کوپل شده با پتانسیل مدل اپتیکی تطابق

به این واکنش‌ها دارد. در محاسبات سطح مقطع و توزیع سد پراکندگی شبه الاستیک در واکنش‌های نتایج محاسبات با نتایج حاصل از محاسبات CDCC و CRC مقایسه شده است. این بررسی‌ها نشان داد که برای واکنش  ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  محاسبات CDCC تطابق بهتری را با داده‌های تجربی نشان می‌دهد؛ اما نتایج محاسبات انجام شده در این مقاله برای این واکنش نیز داده‌های تجربی را به خوبی بازتولید می‌کند؛ در صورتی که برای واکنش  ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  محاسبات انجام شده در این مقاله نتایج بهتری را نشان می‌دهد. همچنین برای این واکنش‌ها از محاسبه فاکتور اخترا فیزیکی برای پیش بینی مقادیر سطح مقطع در بازه‌هایی از انرژی که آزمایش‌های تجربی قادر به محاسبه آن نیست، استفاده شده است. این کمیت برای واکنش‌های  ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$ ،  ${}^6\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$ ،  ${}^7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  و  ${}^7\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  به ترتیب حداکثر مقدار را در انرژی‌های 16/41، 16/33، 16/51 و 16/25 MeV نشان می‌دهد؛ همچنین با استفاده از روش برون‌یابی به ترتیب مقادیرهای  $7,91 \times 10^6$ ،  $1,69 \times 10^7$ ،  $9,08 \times 10^8$  و  $3,05 \times 10^{11}$  برای این واکنش‌ها در انرژی صفر پیش‌بینی می‌شود.

### مرجع‌ها

- [1] L.F. Canto, P.R.S. Gomes, R. Donangelo, M.S. Hussein, Fusion and breakup of weakly bound nuclei, *Physics Reports* **424** (2006)1. <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.10.006>
- [2] N. Keeley, R. Raabe, N. Alamanos and J. L. Sida, Fusion and direct reactions of halo nuclei at energies around the Coulomb barrier, *Progress in Particle and Nuclear Physics* **59** (2007) 579. <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2007.02.002>



شکل 7. مقایسه بین مقادیر S-factor محاسبه شده برای واکنش‌های  ${}^6\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  و  ${}^6\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  و داده‌های تجربی مربوط به این واکنش‌ها.

### نتیجه‌گیری

در اینجا برای محاسبات مربوط به سطح مقطع و توزیع سد همجوشی واکنش‌های  ${}^6,7\text{Li} + {}^{144,152}\text{Sm}$  و همچنین سطح مقطع و توزیع سد پراکندگی شبه‌الاستیک در واکنش  ${}^6,7\text{Li} + {}^{144}\text{Sm}$  از پتانسیل مدل اپتیکی به‌عنوان پتانسیل هسته‌ای در محاسبات کانال کوپل شده استفاده شده و اثرات کوپل شدگی هر دو هسته هدف و پرتابه را در نظر گرفته شده است. بررسی‌ها نشان داد که استفاده از مدل پتانسیل اپتیکی در محاسبات نسبت به پتانسیل وود ساکسون نتایج را بهبود می‌بخشد و تطابق بهتری را با داده‌های تجربی نشان می‌دهد، به‌خصوص زمانی که اثرات کوپل شدگی برای هر دو هسته هدف و پرتابه در نظر گرفته شود. اثرات کوپل شدگی حالت  $2^+$  و  $4^+$  برای هسته  ${}^{152}\text{Sm}$  به‌عنوان هسته هدف، دقیقاً متناظر با حالت کوپل شدگی ارتعاشی برای این هسته است. اما نمودارهای سطح مقطع همجوشی برای واکنش‌های  ${}^6,7\text{Li} + {}^{152}\text{Sm}$  نشان می‌دهد که نتایج محاسبات کوپل شدگی با حالت ارتعاشی  $2^+$  و  $4^+$  برای هسته هدف  ${}^{152}\text{Sm}$  تطابق بیشتری با داده‌های تجربی مربوط

- [12] S. Ntshangase et al., Barrier distribution for a 'superheavy' nucleus–nucleus collision, *Physics Letters B* **651**, (2007) 27. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.05.039>
- [13] N. Rowley et al., Capture cross sections for very heavy systems, *Physics of Atomic Nuclei* **79** (2006) 1093. <https://doi.org/10.1134/S1063778806070015>
- [14] H. Timmers et al., Probing fusion barrier distributions with quasi-elastic scattering, *Nuclear Physics A* **584**, (1995)190. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)00521-N](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)00521-N)
- [15] K. Hagino, N. Rowley, Large-angle scattering and quasielastic barrier distributions, *Physical Review C* **69** (2004) 054610. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.69.054610>
- [16] L. Canto et al., Fusion and breakup of weakly bound nuclei, *Physics Reports* **424**, (2006) 1 <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.10.006>.
- [17] M. Dasgupta et al., Effect of breakup on the fusion of  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , and  ${}^9\text{Be}$  with heavy nuclei, *Physical Review C* **70** (2004) 024606. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.70.024606>
- [18] M. Dasgupta et al., Fusion of  ${}^{28}\text{Si}+{}^{68}\text{Zn}$ ,  ${}^{32}\text{S}+{}^{64}\text{Ni}$ ,  ${}^{37}\text{Cl}+{}^{59}\text{Co}$  and  ${}^{45}\text{Sc}+{}^{51}\text{V}$  in the vicinity of the Coulomb barrier, *Nuclear Physics A* **539** (1992)351. [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90274-N](https://doi.org/10.1016/0375-9474(92)90274-N)
- [19] C. Lin et al., Effects of breakup of weakly bound projectile and neutron transfer on fusion reactions around Coulomb barrier. *Nuclear Physics A* **787** (2007) 281. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2006.12.044>
- [3] V.V. Parkar, et al., Fusion cross sections for the  ${}^9\text{Be}+{}^{124}\text{Sn}$  reaction at energies near the Coulomb barrier, *Physical Review C* **82**, (2010) 054601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.054601>
- [4] P.K. Rath, et al., Fusion of  ${}^6\text{Li}$  with  ${}^{152}\text{Sm}$ : Role of projectile breakup versus target deformation, *Nuclear Physics A* **874**, (2012) 14. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2011.10.004>
- [5] P.K. Rath, et al., Suppression of complete fusion in the  ${}^6\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$  reaction, *Physical Review C* **79**, (2009)051601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.051601>
- [6] R.G. Stokstad, et al., Fusion of  ${}^{16}\text{O}+{}^{148,150,152,154}\text{Sm}$  at sub-barrier energies, *Physical Review C* **21**, (1980) 2427. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.21.2427>
- [7] R.G. Stokstad, et al., Effect of nuclear deformation on heavy-ion fusion, *Physical Review Letter* **41**, (1978) 465. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.41.465>
- [8] M. Beckerman, Subbarrier fusion of atomic nuclei, *Physics Reports* **129** (1985)145. [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(85\)90058-4](https://doi.org/10.1016/0370-1573(85)90058-4)
- [9] N. Rowley, New experimental results on emission and reaction barriers. *Physics of Atomic Nuclei* **66** 8 (2003)1450. <https://doi.org/10.1134/1.1601749>
- [10] Ikezoe, H.H. Ikezoe et al., *AIP Conference Proceedings* **853** 69 (2006). in AIP Conf. Proc. 2006.
- [11] S. Mitsuoka et al., Barrier Distributions Derived from Quasielastic Backscattering of  ${}^{48}\text{Ti}$ ,  ${}^{54}\text{Cr}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$ ,  ${}^{64}\text{Ni}$ , and  ${}^{70}\text{Zn}$  Projectiles on a  ${}^{208}\text{Pb}$  Target, *Physical Review Letter* **99**, (2007) 182701. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.182701>

1297. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/20/9/004>
- [28] R. Fereidonnejad, H. Sadeghi, M. Ghambari, Coupled-channel calculation for cross section of fusion and barrier distribution of  $^{16,17,18}\text{O}+^{16}\text{O}$  reactions, *Astrophysics and Space Science* **50** (2018) 363. <https://doi.org/10.1007/s10509-018-3272-7>
- [29] K. Hagino, N. Rowley, A.T. Kruppa, A program for coupled-channel calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions, *Computer Physics Communications* **123** (1999) 143. [https://doi.org/10.1016/S0010-4655\(99\)00243-X](https://doi.org/10.1016/S0010-4655(99)00243-X)
- [30] P.K. Rath, et al., Complete fusion in  $^7\text{Li}+^{144,152}\text{Sm}$  reactions, *Physical Review C* **88**, (2013) 044617. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.044617>
- [31] T. Kibedi, R.H. Spear, Reduced electric-octupole transition probabilities, B (E3;  $01+\rightarrow 31-$ ) an update, *Atomic Data and Nucl. Data Table* ,**80**, (2002) 35. <https://doi.org/10.1006/adnd.2001.0871>
- [32] P. Möller, A.J. Sierk, T. Ichikawa, H. Sagawa, Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM (2012), *Atomic Data and Nucl. Data Tables* **1**, (2016)109. <https://doi.org/10.1016/j.adt.2015.10.002>
- [33] B. Pritychenko, M. Birch, B. Singh, M. Horoi, Tables of E2 transition probabilities from the first  $2^+$  states in even-even nuclei, *Atomic Data and Nucl. Data Tables* **107** (2016) 1. <https://doi.org/10.1016/j.adt.2015.10.001>
- [34] C.L. Jiang, et al., Influence of Nuclear Structure on Sub-Barrier Hindrance in Ni+Ni Fusion, *Physical Review Letter* **93** (2004) 012701. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.012701>
- [35] C.L. Jiang, et al., Fusion Hindrance for a Positive Q-Value System  $^{24}\text{Mg}+^{30}\text{Si}$ ,
- [20] J. Lubian et al., Effect of breakup on fusion cross sections of the  $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$  system by means of quasi-elastic angular distributions, *Physical Review C* **78** (2008) 064615. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.064615>
- [21] D.S. Monteiro et al., Near-and subbarrier elastic and quasielastic scattering of the weakly bound  $^6\text{Li}$  projectile on  $^{144}\text{Sm}$ , *Physical Review C* **79** (2009) 014601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.014601>
- [22] S. Mukherjee et al., Quasi-elastic scattering in the  $^6\text{Li}+^{232}\text{Th}$  reaction, *Physical Review C* **80** (2009) 014607. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.014607>
- [23] D.R. Otomar, et al., Breakup coupling effects on near-barrier quasi-elastic scattering of  $^{6,7}\text{Li}$  on  $^{144}\text{Sm}$ , *Physical Review C* **80** (2009) 034614. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.034614>
- [24] R.A. Broglia, A. Winther, Heavy Ion Reaction Lecture Notes, Volume I: Elastic and Inelastic Reactions, *Cummings Publishing Company Inc* **1** 114 (1981).
- [25] I. Dutt, R.K. Puri, Systematic study of the fusion barriers using different proximity-type potentials for  $N=Z$  colliding nuclei: New extensions, *Physical Review C* **81**, (2010) 044615. <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.044615>
- [26] C.K. Phookan, K. Kalita, Systematic study of Coulomb barrier of reactions induced by loosely bound projectiles using proximity potential, *Nuclear Physics A* **899**, (2013) 29. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2013.01.008>
- [27] W. Reisdorf, Heavy-ion reactions close to the Coulomb barrier, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **20** (1994)

*Physical Review Letter* **113** (2014) 022701.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.022701>