



## محاسبه سطح مقطع و توزیع سد همجوشی و پراکندگی شبه الاستیک واکنش $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ با استفاده از روش کانال کوپل شده

فریدون نژاد، راحله\*<sup>(۱)</sup> - صادقی، حسین<sup>(۱)</sup>، قمبری، میترا<sup>(۱)</sup>

دانشگاه اراک، دانشکده علوم، گروه فیزیک

### چکیده:

در این مقاله، اثرات کوپل شدگی هسته‌های ورودی در یک واکنش و اهمیت نقش پتانسیل در محاسبات کانال کوپل شده با استفاده از محاسبه و بررسی سطح مقطع و توزیع سد همجوشی و پراکندگی شبه الاستیک برای واکنش  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$  مطالعه می‌شود. در نظر گرفتن کوپل شدگی در محاسبات، سطح مقطع همجوشی را به شدت افزایش می‌دهد و داده‌های حاصل از محاسباتی که کوپل شدگی هر دو هسته پرتابه و هدف را در نظر می‌گیرد با داده‌های تجربی تطابق بهتری دارد. همچنین بررسی‌ها نشان می‌دهد که توزیع سد پراکندگی شبه الاستیک نسبت به توزیع سد همجوشی برای هسته‌های ناپایدار مزایای متعددی دارد.

کلمات کلیدی: توزیع سد همجوشی، توزیع سد پراکندگی شبه الاستیک، محاسبات کانال کوپل شده

## Coupled-Channel Calculation For Cross Section and Barrier Distribution Of Fusion and Quasi-elastic Scattering Of $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ Reactions

Fereidonnejad, Rahele<sup>(1)</sup>; Sadeghi, Hossein<sup>(1)</sup>; Ghambari, mitra<sup>(1)</sup>

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

### Abstract:

In this work, The efficacy of fusion cross sections and barrier distributions of  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$  reactions in coupled channel calculation with optical model potential were studied. Our studies have been shown that the role of potential and the effects of projectile deformation in these calculations are so important parameters. Fusion cross section and barrier distribution data obtained from coupled-channel calculations with optical model potential are in good agreement with experimental data, especially when have been regarded the deformation of both the projectile and the target. Also Studies show that for unstable nuclei, the quasi-elastic scattering distribution has several advantages over the fusion barrier distribution.

Key words: fusion barrier distribution, quasi-elastic scattering distribution, coupled channel calculation

### مقدمه:

مکانیک کوانتومی در درک سیستم‌های میکروسکوپی مانند اتم‌ها، مولکول‌ها و هسته‌های اتمی نقش مهمی دارد. یکی از جنبه‌های اساسی آن تونل‌زنی کوانتوم مکانیکی است، که ذره به منطقه ممنوع کلاسیکی نفوذ می‌کند. در فیزیک هسته‌ای، یکی از مثال‌های نوعی برای پدیده تونل‌زنی واکنش همجوشی یون سنگین در انرژی‌های نزدیک و زیر سد کولنی است [۱، ۲]. این واکنش‌ها نه تنها مرکزی مهم برای تولید انرژی ستاره‌ها و سنتز هسته‌ای است، بلکه بینش جدیدی در دینامیک واکنش‌ها و ساختار هسته‌ای ارائه می‌دهند [۳].



مطالعات گسترده تجربی و تئوری نشان می‌دهد که واکنش همجوشی در انرژی‌های نزدیک و زیر سد کولنی به شدت تحت تاثیر کوپل شدگی حرکت نسبی برخورد هسته‌ها در چندین حرکت ذاتی هسته‌ای است [۱]. کوپل شدگی کانال‌های مختلف با یکدیگر منجر به شکافتگی سد شده و سطح مقطع همجوشی را در مناطق زیر سد در مقایسه با پیش بینی‌های یک بعدی به‌طور قابل توجهی افزایش می‌دهد [۴].

یک مرحله جدید در مطالعه همجوشی یون‌های سنگین، اندازه‌گیری‌های توزیع سد همجوشی است. 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. توزیع سد همجوشی و توزیع سد پراکندگی شبه الاستیک به نوعی رفتار مشابه با یکدیگر دارند و استخراج توزیع سد از سطح مقطع پراکندگی شبه الاستیک نسبت به سطح مقطع همجوشی مزایای تجربی خاصی دارد [۵]، اخیراً برای بررسی دینامیک کانال ورودی در واکنش‌های همجوشی به منظور سنتز عناصر فوق سنگین، توزیع سد پراکندگی شبه الاستیک مورد بررسی قرار گرفته است [۶-۹]. برای واکنش‌های همجوشی، توزیع سد به صورت مشتق دوم حاصلضرب انرژی مرکز جرم ( $E_{cm}$ ) و سطح مقطع همجوشی ( $\sigma_{fus}$ ) نسبت به انرژی مرکز جرم ( $d^2(E_{cm}\sigma_{fus})/dE_{cm}^2$ ) محاسبه می‌شود [۱۰، ۱۱]. برای پراکندگی‌های شبه الاستیک، توزیع سد از مشتق اول نسبت سطح مقطع پراکندگی شبه الاستیک روبه عقب به سطح مقطع رادفورد نسبت به انرژی مرکز جرم یعنی  $-d(\sigma_{el}/\sigma_R)/dE_{cm}$  به دست می‌آید. این مقادیر به اثرات کوپل شدگی بسیار حساس هستند [۱۲، ۱۳] و می‌توانند در تعیین پارامترهای تغییر شکل کمک بسیاری کنند [۵].

در این مقاله به منظور بحث در مورد اهمیت نقش پتانسیل و اثرات کوپل شدگی هسته پرتابه در واکنش‌های یون سنگین معادله کانال‌های کوپل شده با پتانسیل مدل اپتیکی را حل می‌کنیم. بنابراین برای واکنش  $^{16}O + ^{92}Zr$  سطح مقطع همجوشی و سطح مقطع پراکندگی شبه الاستیک نسبت به سطح مقطع رادفورد را محاسبه کرده و با مقادیر تجربی موجود برای این کمیت‌ها مقایسه می‌کنیم. از آنجایی که توزیع سد همجوشی به طور گسترده برای تفسیر اثرات ساختار هسته‌ای بر روی واکنش‌های همجوشی در اطراف سد کولنی استفاده می‌شود، این کمیت را نیز با استفاده از داده‌های سطح مقطع همجوشی محاسبه می‌کنیم، همچنین با محاسبه توزیع سد به دست آمده از پراکندگی‌های شبه الاستیک، نشان می‌دهیم که این روش نسبت به توزیع سد همجوشی برای بررسی هسته‌های ناپایدار دارای مزایای متعددی است.

## روش کار :

برای محاسبه سطح مقطع در فرآیندهای همجوشی و پراکندگی، هامیلتونی را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:



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

که  $r$  مختصات حرکت نسبی بین هسته پرتابه و هدف،  $\mu$  جرم کاهش یافته،  $H_0(\xi)$  هامیلتونی نسبی،  $\xi$  درجات آزادی داخلی،  $V_{coup}(r, \xi)$  هامیلتونی کوپل شدگی بین حرکت نسبی و درجات آزادی داخلی است. در این رابطه  $V(r)$  برابر با مجموع پتانسیل کولنی و هسته‌ای است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$V(r) = \frac{Z_p Z_T e^2}{r} - \frac{V_0}{1 + \exp[(r - R_N)/a]} - i \frac{W_0}{1 + \exp[(r - R_W)/a_w]} \quad (2)$$

در این محاسبات از پتانسیل مدل اپتیکی به عنوان پتانسیل هسته‌ای استفاده می‌شود. این پتانسیل یک پتانسیل پدیده شناختی است که پارامترهای آن با استفاده از برازش با داده‌های تجربی به دست می‌آید. این پتانسیل دارای یک بخش موهومی است که شار جذبی از کانال الاستیک به کانال غیر الاستیک را در نظر می‌گیرد که مشابه پدیده پراکندگی و جذب نور است؛ به همین دلیل این پتانسیل را پتانسیل مدل اپتیکی می‌نامند [۱۴]. معادله کانال‌های کوپل شده با بسط تابع کلی برحسب ویژه تابع‌های  $H_0(\xi)$  به دست می‌آید؛ بنابراین:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) + \varepsilon_n - E \right] u_n^J(r) + \sum_m V_{nm}(r) u_m^J(r) = 0 \quad (3)$$

که  $\varepsilon_n$  انرژی برانگیختگی برای  $n$ امین کانال است. در این معادلات از تقریب ایزوسنترفیوژال [۱۵] استفاده می‌کنیم. و به جای اندازه حرکت زاویه‌ای برای حرکت نسبی، اندازه حرکت زاویه‌ای کل  $J$  را جایگزین می‌کنیم. این تقریب برای سیستم‌های یون سنگین معتبر است و به‌طور قابل توجهی ابعاد مساله‌های کانال کوپل شده را کاهش می‌دهد. برای حل معادلات کانال کوپل شده شرایط مرزی را اعمال می‌کنیم:

$$u_n^J(r) \rightarrow H_J^{(-)}(k_n r) \delta_{n,0} - \sqrt{\frac{k_0}{k_n}} S_n^J H_J^{(+)}(k_n r) \quad (4)$$

در اینجا  $k_n = \sqrt{2\mu(E - \varepsilon_n)}/\hbar$  عدد موج برای کانال  $n$ ام است و  $n=0$  کانال ورودی را نشان می‌دهد.  $S$ ،  $S_n^J$  مانریس هسته‌ای،  $H_J^{(+)}$  و  $H_J^{(-)}$  به ترتیب تابع موج کولنی ورودی و خروجی است. سطح مقطع همجوشی با استفاده از  $S$  مانریس به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{\pi}{k_0^2} \sum_J (2J+1) \left( 1 - \left| \sum_n S_n^J \right|^2 \right) \quad (5)$$

از سوی دیگر، سطح مقطع دیفرانسیلی برای کانال  $n$ ام برابر است با:

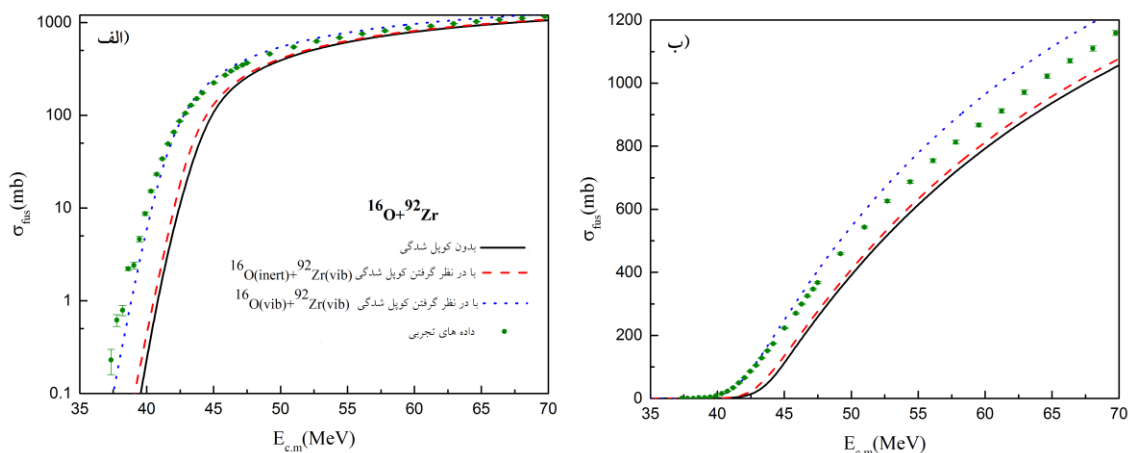
$$\frac{d\sigma_n}{d\Omega} = \frac{k_n}{k_0} |f_n(\theta)| \quad (6)$$

که  $f_n(\theta)$  دامنه پراکندگی کولنی است. بنابراین سطح مقطع پراکندگی شبه الاستیک برابر است با:

$$\sigma_{\text{rel}}(E, \theta) = \sum_n \frac{d\sigma_n}{d\Omega}(E, \theta) \quad (7)$$

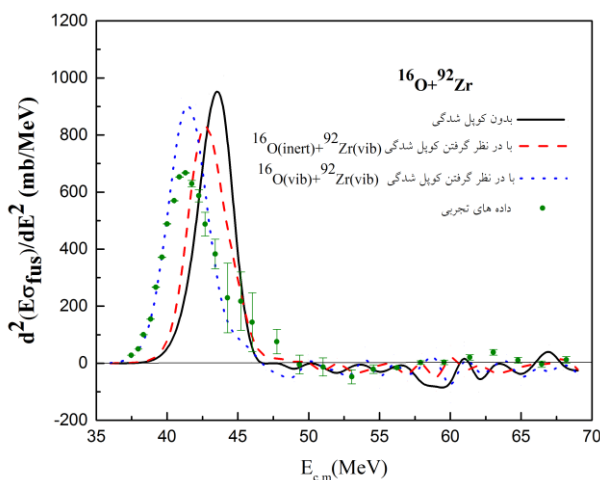
### نتایج :

در این بخش نتایج حاصل از تجزیه و تحلیل کانال‌های کوپل شده برای داده‌های پراکندگی شبه الاستیک و همجوشی در واکنش  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$  را بررسی می‌کنیم. محاسبات عددی این معادلات را با استفاده از نسخه اصلاح شد کد CCFULL [۱۶] انجام می‌دهیم. در این واکنش  $^{92}\text{Zr}$  به عنوان هسته هدف دارای مد ارتعاشی  $\lambda=3$  است که پارامتر تغییر شکل برای این مد  $\beta = 0.174$  [۱۲] است. محاسبات را هم با در نظر گرفتن و هم بدون در نظر گرفتن تغییر شکل برای هسته پرتابه انجام می‌دهیم و اهمیت تغییر شکل هسته پرتابه در محاسبات کانال کوپل شده را بررسی می‌کنیم.  $^{16}\text{O}$  به عنوان هسته پرتابه در این واکنش، دارای مد ارتعاشی  $\lambda=3$  است که پارامتر تغییر شکل برای این مد  $\beta = 0.729$  [۱۲] است. در محاسبات کانال کوپل شده با استفاده از کد CCFULL باید از پارامترهایی برای پتانسیل استفاده کنیم که توزیع سد همجوشی به-دست آمده از داده‌های تجربی (برای این واکنش  $MeV 43/38$ ) را باز تولید کند. پارامترهای  $V_0, r_0, a_0, W_0, r_w, a_w$  در پتانسیل Akyuz-Winther (AW) و پتانسیل اصلاح شده، مورد استفاده برای محاسبات کانال کوپل شده متناظر با  $R_B, V_B$  و برای این سیستم به ترتیب برابر  $0.188 fm, 1.0 fm$ ،  $MeV 4/158, 0.644 fm, 1.098 fm$  است. در مرجع [۱۷] داده‌های مربوط به قسمت حقیقی پتانسیل را با استفاده از برازش داده‌های سطح مقطع همجوشی در انرژی‌های بالا با مقدار  $r_0$  ثابت ( $0.8 fm$ ) محاسبه نموده است. سطح مقطع همجوشی برای واکنش  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$  که با استفاده از روش کانال کوپل شده محاسبه شده در شکل (۱) رسم شده است.



شکل (۱): سطح مقطع همجوشی واکنش  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$  با محاسبات کانال کوپل شده با در نظر گرفتن و بدون در نظر گرفتن کوپل شدگی برای هسته‌های ورودی در هر دو مقیاس لگاریتمی (نمودار الف) و خطی (نمودار ب) و مقایسه با داده‌های تجربی [۱۲].

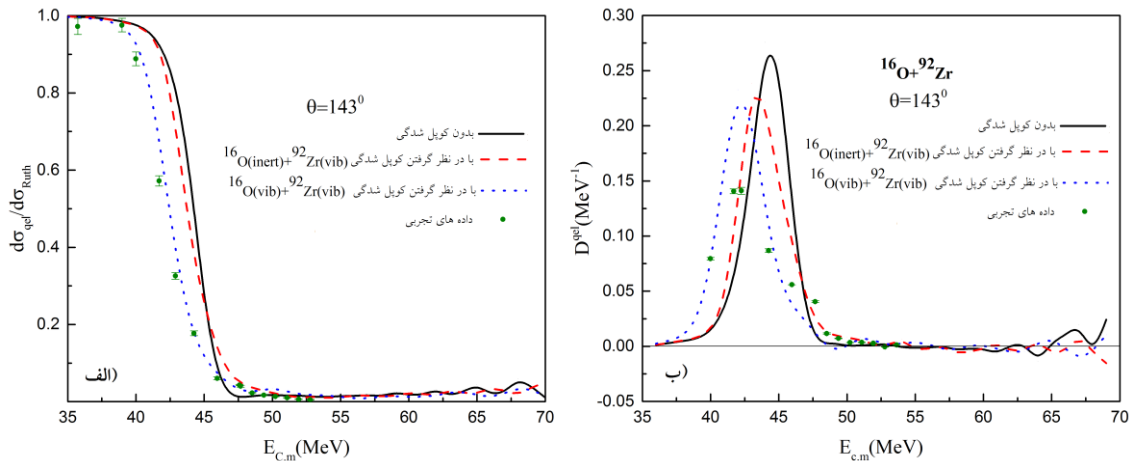
در شکل (۱) مشاهده می‌کنید که با در نظر گرفتن کوپل شدگی برای هسته هدف (خط چین) سطح مقطع همجوشی افزایش می‌یابد؛ اما هنوز بین این مقادیر و داده‌های تجربی (نمادهای دایره‌ای) [۱۲] تفاوت بسیاری وجود دارد. در مرحله بعد با در نظر گرفتن کوپل شدگی برای هسته پرتابه در محاسبات (نقطه چین)، نتایج به دست آمده به خصوص در انرژی‌های زیر سد کولنی، به داده‌های تجربی نزدیک‌تر می‌شود. بررسی‌ها نشان می‌دهد که نقش کوپل شدگی هسته پرتابه در محاسبات کانال کوپل شده بسیار تاثیر گذار است، به خصوص در هسته‌هایی که انرژی مدهای برانگیختگی آنها قابل توجه باشد. این موضوع را می‌توان با بررسی نمودار توزیع سد همجوشی برای این واکنش (شکل ۲) نیز متوجه شد. زیرا توزیع سد همجوشی به اطلاعات مربوط به ساختار هسته مانند شکل هسته، برانگیختگی‌های چندگانه و ارتعاشات سطح هسته‌ای و ... حساس است. در این نمودار منحنی مربوط به محاسبات کانال کوپل شده که کوپل شدگی هر دو هسته پرتابه و هدف را در نظر می‌گیرد رفتاری مشابه داده‌های تجربی دارد. در هر دوی این منحنی‌ها (نقطه چین و علامت‌های دایره) توزیع سد در اطراف  $43/38 \text{ MeV}$  که برابر با مقدار  $V_b$  است متمرکز شده‌اند و سپس به سمت منفی میل می‌کنند و پهنای هر دو نمودار تقریباً یکسان است. اما در دو منحنی دیگر شکل (۲) (خط پر و خط چین) که در آنها کوپل شدگی هر دو هسته و یا تنها کوپل شدگی هسته هدف در نظر گرفته شده است در انرژی بیشتر از  $V_b$  متمرکز شده‌اند. با مقایسه کارهای انجام شده در این مقاله با کارهای قبلی [۱۷] که از پتانسیل Wood-Saxon به عنوان پتانسیل هسته‌ای در واکنش کانال‌های کوپل شده استفاده کرده‌اند، متوجه می‌شویم که استفاده از پتانسیل مدل اپتیکی در محاسبات کانال کوپل شده نتایج محاسبات را بهبود می‌بخشد اما هنوز هم بین داده‌های به دست آمده و داده‌های تجربی تفاوت‌هایی وجود دارد؛ بنابراین پیشنهاد می‌شود که به جای پتانسیل‌های پدیده شناختی مانند پتانسیل Wood-Saxon و پتانسیل مدل اپتیکی از پتانسیل‌هایی که بیشتر به ساختار هسته وابسته‌اند در این محاسبات استفاده شود.



شکل (۲): توزیع سد همجوشی واکنش  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$  با محاسبات کانال کوپل شده با در نظر گرفتن و بدون در نظر گرفتن کوپل شدگی برای هسته‌های ورودی و مقایسه با داده‌های تجربی [۱۲].



مطالعات تجربی نشان می‌دهد که اندازه‌گیری سطح مقطع پراکندگی شبه الاستیک در آزمایشگاه نسبت به اندازه‌گیری سطح مقطع همجوشی ساده‌تر و به امکانات کمتری نیازمند است؛ بنابراین در هسته‌های ناپایدار که انجام آزمایش‌های همجوشی برای آنها دشوار است، رفتار توزیع سد همجوشی را از روی رفتار توزیع سد پراکندگی شبه الاستیک بررسی می‌کنند. در شکل (۳) سطح مقطع پراکندگی شبه الاستیک نسبت به پراکندگی رادرفورد و توزیع سد پراکندگی شبه الاستیک را بررسی کرده‌ایم.



شکل (۳): الف) سطح مقطع پراکندگی شبه الاستیک نسبت به پراکندگی رادرفورد (ب) توزیع سد پراکندگی شبه الاستیک واکنش  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$  با محاسبات کانال کوپل شده با در نظر گرفتن و بدون در نظر گرفتن کوپل شدگی برای هسته‌های ورودی و مقایسه با داده‌های تجربی [۱۲].

این نمودارها نشان می‌دهند که محاسبات کانال کوپل شده با در نظر گرفتن کوپل شدگی برای هر دو هسته پرتابه و هدف (خط‌چین)، رفتاری مشابه داده‌های تجربی دارد و تطابق خوبی را نشان می‌دهد. در نمودار توزیع سد پراکندگی شبه الاستیک مانند نمودار توزیع سد همجوشی، داده‌های تجربی و محاسبات کانال کوپل شده با در نظر گرفتن کوپل شدگی هسته پرتابه و هدف، در اطراف  $V_b$  یعنی  $43/38 \text{ MeV}$  متمرکز شده‌اند و پهنای هر دو نمودار تقریباً یکسان است؛ بنابراین محاسبات کانال کوپل شده نیز تشابه بین رفتار توزیع سد همجوشی و توزیع سد پراکندگی شبه الاستیک را به خوبی نشان می‌دهد و از آنجایی که توزیع سد پراکندگی شبه الاستیک با استفاده از مشتق اول به دست می‌آید، محاسبه این کمیت نسبت به توزیع سد همجوشی که با استفاده از مشتق دوم سطح مقطع محاسبه می‌شود، آسان‌تر و با دقت بیشتری همراه است.

### بحث و نتیجه‌گیری :

معادله کانال‌های کوپل شده با پتانسیل مدل اپتیکی برای سطح مقطع همجوشی و سطح مقطع پراکندگی شبه الاستیک برای واکنش  $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$  را محاسبه و کوپل شدگی هسته پرتابه را نیز لحاظ کردیم. متوجه شدیم که با در نظر گرفتن کوپل شدگی هسته پرتابه، نتایج به دست آمده با داده‌های تجربی تطابق بهتری دارد.



همچنین نتایج محاسبات کانال کوپل شده با پتانسیل مدل اپتیکی را با کارهای قبلی که از پتانسیل Wood-Saxon در محاسبات استفاده کرده بودند [۱۷]، مقایسه کردیم و اهمیت نقش پتانسیل را بررسی کردیم. استفاده از پتانسیل مدل اپتیکی در محاسبات نتایج را بهبود می‌بخشد و تطابق بهتری با داده‌های تجربی ایجاد می‌کند؛ اما باز هم تفاوت‌هایی بین نتایج حاصل از محاسبات و داده‌های تجربی وجود دارد. از آنجایی که توزیع سد همجوشی به طور گسترده برای تفسیر اثرات ساختار هسته‌ای بر روی واکنش‌های همجوشی در اطراف سد کولنی استفاده می‌شود، این کمیت را نیز با استفاده از داده‌های سطح مقطع همجوشی محاسبه کردیم. بررسی نمودار توزیع سد همجوشی نشان داد که با در نظر گرفتن کوپل شدگی هسته پرتابه، رفتار توزیع سد مشابه داده‌های تجربی می‌شود و یهنای آنها تقریباً یکسان است و مانند داده‌های تجربی در اطراف  $MeV 43/38$  که برابر با مقدار  $V_b$  است متمرکز می‌شوند. همچنین با محاسبه توزیع سد به دست آمده از پراکندگی‌های شبه الاستیک، نشان دادیم که این روش نسبت به توزیع سد همجوشی برای بررسی هسته‌های ناپایدار مزایای متعددی دارد.

مراجع :

- [1] A.B. Balantekin and N. Takigawa, Rev. Mod. Phys. 70, 77(1998).
- [2] M. Dasgupta, et al, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 48, 401(1998).
- [3] S. Kalkal, et al., Journal of Physics: Conference Series 312, 082027(2011).
- [4] M. Beckerman, Rep. Prog. Phys. 51 (1988) 1047; Phys. Rep. 129, 145 (1985).
- [5] N. Rowley, Phys. of Atom. Nucl., 66, 1450 (2003).
- [6] N. Rowley et al., Phys. At. Nucl., 79, 1093 (2006)
- [7] S.S. Ntshangase et al., Phys. Lett. B651, 27 (2007).
- [8] H. Ikezoe et al., AIP Conf. Proc., 853, 69 (2006).
- [9] S. Mitsuoka, et al, Phys. Rev. Lett. 99, 182701 (2007).
- [10] N. Rowley, G.R. Satchler and P.H. Stelson, Phys. Lett. B254 25, (1991).
- [11] J.R. Leigh et al., Phys. Rev. C52, 3151 (1995).
- [12] H. Timmers, J.R. Leigh, et al., Nucl. Phys. A584, 190 (1995).
- [13] K. Hagino and N. Rowley, Phys. Rev.C 69, 054610(2004).
- [14] P. E. Hodgson, The nuclear optical model, university of Oxford,(1997).
- [15] K. Hagino, N. Takigawa, A. B. Balantekin, and J. R. Bennett, Phys. Rev. C52, 286(1995).
- [16] K. Hagino, N. Rowley, and A.T. Kruppa, Comput. Phys. Comm 123, 143(1999).
- [17] J.O. Newton, C.R. Morton, M. Dasgupta et al. Physical Review, C 64, 64608(2001).