

مطالعه سیستماتیک پدیده مانع همجوشی بر پایه رهیافت پتانسیل مجاورت: شواهدی از اثرات وابسته به انرژی ضریب انرژی سطحی

ابوالقاسم فوجی، رضا قرائی، بهنام آزادگان و علی اصغر مولوی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه حکیم سبزواری، سبزوار

پست الکترونیکی: r.gharaei@hsu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۹/۰۷/۲۰؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۰/۰۳/۱۱)

چکیده

در تحقیق حاضر بر پایه تئوری پتانسیل مجاورت به مطالعه سیستماتیک نقش اثرات انرژی سطحی و همچنین وابستگی دمایی در تحلیل پدیده مانع همجوشی در واکنش‌های یون-سنگین پرداخته‌ایم. برای این منظور، محاسبات پتانسیل برهم‌کنشی را با استفاده از نسخه اصلی پتانسیل مجاورت ۱۹۷۷ (Prox. ۷۷) انجام داده‌ایم و در بخش محاسبات سطح مقطع همجوشی نیز از رویکرد جفت‌شدگی کانال‌ها بهره گرفته‌ایم. سیستم‌های همجوشی مورد بررسی در این تحقیق شامل واکنش‌های یون-سنگین $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ و $^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ و $^{34}\text{S}+^{89}\text{Y}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ، $^{32}\text{S}+^{89}\text{Y}$ ، $^{28}\text{Si}+^{94}\text{Mo}$ ، $^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ ، $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ شرکت‌کننده در آنها در محدوده $784 \leq Z_1 Z_2 \leq 392$ قرار دارند. محاسبات اولیه نشان می‌دهند که مدل Prox. ۷۷ مقادیر تئوری سطح مقطع همجوشی را به ویژه در نواحی انرژی پایین‌تر از سد همجوشی، کمتر از داده‌های تجربی متناظر پیش‌بینی می‌کند. این در حالی است که اعمال اثرات فیزیکی یاد شده، موجب افزایش این مقادیر و در عین حال بهبود توافق آنها با داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع در واکنش‌های انتخابی می‌شود. علاوه بر این، با در نظر گرفتن اثرات وابستگی به انرژی برای ثابت انرژی سطحی ٪ صورت‌مندی مجاورت در محدوده انرژی‌های خیلی کم توانسته‌ایم رفتار داده‌های تجربی سطح مقطع‌های همجوشی، ضریب اخت‌فیزیکی $S(E)$ و همچنین مشتق لگاریتمی $L(E)$ را در این نواحی به خوبی بازتولید کنیم.

واژه‌های کلیدی: واکنش‌های همجوشی یون-سنگین، پدیده مانع همجوشی، پتانسیل مجاورت، محاسبات جفت‌شدگی کانال‌ها، ضریب انرژی سطحی

۱. مقدمه

تئوری و تجربی بوده است به گونه‌ای که در طی سال‌های اخیر شاهد کاربردهای فراوانی (از جمله تولید عناصر فوق سنگین و شناخت هر چه بیشتر ساختار هسته‌ها) از این نوع واکنش‌ها

مطالعه بر روی واکنش‌های همجوشی یون-سنگین همواره از موضوعات مورد توجه محققان فیزیک هسته‌ای از هر دو جنبه

بوده‌ایم. اگر بخواهیم تعریف ساده‌ای از واکنش‌های همجوشی ارائه دهیم باید اشاره کرد که فرایند گیراندازی هسته پرتابه توسط هدف و شکل‌گیری یک سیستم نوکلئونی کاملاً برانگیخته به نام «هسته مرکب» را در حالت کلی، همجوشی هسته‌ای می‌نامند. در این شرایط، لازمه رخداد چنین واکنشی غلبه بر سدی است که به واسطه تقابل میان نیروهای بلند برد کولنی و کوتاه برد هسته‌ای در مقابل هسته‌های هدف و پرتابه شکل می‌گیرد. بدیهی است مادامی که انرژی ذرات فرودی از ارتفاع این سد کمتر باشد، فرایند همجوشی را می‌توان از طریق پدیده تونل‌زنی کوانتومی دنبال کرد. تحت این شرایط، آگاهی از شکل پتانسیل برهم‌کنشی، نقش بسزایی در دریافت درک صحیح از واکنش همجوشی میان دو هسته خواهد داشت. از دیگر کمیت‌های تأثیرگذار در بحث تحلیل فرایند همجوشی یون‌های سنگین، سطح مقطع همجوشی (σ_{fus}) است که در حقیقت تعیین‌کننده احتمال رخداد این فرایند است. شاید به جرأت بتوان گفت که مهم‌ترین هدف محققان در زمینه مطالعات آزمایشگاهی واکنش‌های همجوشی، اندازه‌گیری و یا تعمیم داده‌های تجربی سطح مقطع همجوشی به ازای مقادیر مختلف انرژی فرودی هسته پرتابه است [۱-۴]. این در حالی است که از نقطه نظر تئوری، دانشمندان همواره در تلاش بوده‌اند تا با به کارگیری رویکردهای تحلیلی مناسب، به توصیف قابل قبولی از رفتار وابسته به انرژی این کمیت در واکنش‌های مختلف دست یابند. بر این اساس، ساده‌ترین رویکرد تئوری معرفی شده برای تعیین مقادیر سطح مقطع همجوشی، مدل نفوذ از سد تک بعدی^۱ [۵] است که در آن هسته‌های هدف و پرتابه به صورت ذرات باردار بدون ساختار فرض می‌شوند. بنابراین براساس این مدل، فاصله نسبی میان هسته‌های برهم‌کنشی به عنوان تنها درجه آزادی سیستم محسوب می‌شود. تحقیقات اولیه نشان می‌دهد که توانایی دیدگاه ۱D-BPM عمده‌تاً مربوط به پیش‌بینی داده‌های تجربی سطح مقطع همجوشی در محدوده انرژی‌های بالای سد کولنی می‌شود [۶]. به عبارت دیگر، براساس نتایج حاصل از مطالعات گوناگون می‌توان دریافت که سطح مقطع‌های حاصل

از دیدگاه ۱D-BPM در محدوده انرژی‌های زیر سدی به اندازه چندین مرتبه بزرگی از داده‌های متناظر تجربی کوچک‌ترند [۶]. بدیهی است که اختلافات موجود را می‌توان به نادیده گرفتن اثرات فیزیکی ناشی از ساختار داخلی هسته‌ها نسبت داد. بر این اساس، هاگینو و همکارانش در سال ۱۹۹۶ به بررسی سیستماتیک نقش اثرات جفت‌شدگی میان حرکت نسبی هسته‌ها با درجات آزادی ذاتی آنها (نظیر حرکت‌های دورانی و ارتعاشی) در سیستم‌های همجوشی مختلف پرداختند [۷]. آنها در طی تحقیقات خود دریافتند که مدل‌های استاندارد پتانسیل نظیر اکیزو-ویتر [۸] همراه با محاسبات جفت‌شدگی کانال‌ها^۲ قادر به ارائه پیش‌بینی‌های دقیق از داده‌های تجربی سطح مقطع همجوشی در محدوده انرژی‌های زیر سدی هستند. در طول سال‌های گذشته موفقیت‌های حاصل از دیدگاه CC در مورد بسیاری از واکنش‌های همجوشی یون-سنگین به اثبات رسیده است. با این وجود دانشمندان فیزیک هسته‌ای، امروزه با چالشی جدید در ارتباط با تحلیل سطح مقطع‌های همجوشی مواجه شده‌اند [۱-۴ و ۹] که برگرفته از پیشرفت‌های حاصل در زمینه تکنیک‌های آزمایشگاهی است و به نوعی امکان اندازه‌گیری داده‌های تجربی σ_{fus} را تا حد میکروبارن و یا حتی نانوبارن (که از لحاظ انرژی در محدوده انرژی‌های خیلی پایین‌تر از سد همجوشی قرار می‌گیرند) فراهم کرده است. در حقیقت، چالش پیش‌رو افت ناگهانی داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع نسبت به پیش‌بینی‌های حاصل از مدل‌های تئوری استاندارد نظیر AW همراه با محاسبات CC در نواحی کم انرژی است [۱، ۲، ۱۰ و ۱۱]. این پدیده که امروزه از آن با عنوان پدیده مانع همجوشی^۳ یاد می‌کنند برای اولین بار در سال ۲۰۰۲ و در طی تحقیق بر روی واکنش همجوشی $^{60}\text{Ni} + ^{89}\text{Y}$ شناسایی شد [۱]. از آن زمان تاکنون این پدیده در بسیاری از واکنش‌های همجوشی هسته‌های نسبتاً سنگین با شرط $Q < 0$ (نظیر $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ و $^{58}\text{Ni} + ^{54}\text{Fe}$ [۱۰ و ۱۲]) و حتی سیستم‌های سبک‌تر با شرط $Q > 0$ (نظیر $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ [۱۳] و $^{25}\text{Al} + ^{25}\text{Sc}$ [۱۴]) نیز مشاهده شد.

۲. Coupled-channels (CC)

۳. Fusion hindrance

۱. One-dimensional barrier penetration model (1D-BPM)

لازم به ذکر است که محققان علاوه بر تحلیل سطح مقطع‌های همجوشی، از دو ابزار فیزیکی دیگر به نام مشتق لگاریتمی $L(E)$ و ضریب اختزینیکی $S(E)$ برای دستیابی به درک بیشتر از پدیده مانع همجوشی در واکنش‌های مختلف بهره می‌گیرند که برای آشنایی با جزئیات بیشتر مربوط به این کمیت‌ها می‌توان به مراجع [۱۱ و ۱۲] رجوع کرد. نکته‌ای که در این بین می‌بایست به آن توجه داشت این است که با وجود عدم ارائه یک دلیل فیزیکی قانع‌کننده برای توصیف این پدیده، محققان در طی سالیان اخیر همواره در تلاش بوده‌اند تا بر پایه رویکردهای تئوری مختلف به درک بیشتری از رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌های همجوشی در محدوده انرژی‌های خیلی کم دست یابند. به عنوان مثال، در سال ۲۰۰۷ محققان با الهام از لزوم حفظ اثرات طرد پاؤلی در برهم‌کنش‌های نوکلئونی (به عنوان یک سیستم فیزیکی پیروی کننده از آمار فرمی-دیراک) نقش اثرات اشباع ماده هسته‌ای بر روی پتانسیل برهم‌کنشی و در نتیجه سطح مقطع‌های همجوشی و واکنش‌های $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ، $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ و $^{64}\text{Ni}+^{100}\text{Mo}$ را مورد ارزیابی قرار دادند [۱۱]. نتایج حاصله حاکی از آن بود که اثرات مذکور می‌توانند عهده‌دار توصیف رفتار غیرمنتظره داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع در نواحی انرژی زیر-سدی باشند. در سال ۲۰۱۴ صورت‌مندی جدیدی برای توصیف پدیده کاهش ناگهانی مقادیر آزمایشگاهی سطح مقطع در واکنش‌های همجوشی یون سنگین بر پایه اثرات لایه‌ای هسته‌ها ارائه شد [۱۵]. تصحیحات میکروسکوپی ناشی از انرژی‌های لایه‌ای را در حالت کلی می‌بایست به بخش میکروسکوپی پتانسیل هسته-هسته اضافه کرد تا به نوعی به توصیف دقیق‌تری از انرژی کل سیستم هسته‌ای دست یابیم. تحت این شرایط می‌توان پتانسیل برهم-کنشی را شامل یک بخش ماکروسکوپی متعارف دانست و یک بخش میکروسکوپی که عهده‌دار تصحیحات لایه‌ای هسته‌ها باشد. نتایج تحقیقاتی نظیر آنچه در مرجع [۱۵] صورت گرفته آشکار می‌سازد که وجود اثرات لایه‌ای به طور محسوسی بر روی رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع همجوشی در محدوده انرژی‌های زیرسدی و در نتیجه دستیابی به پیش‌بینی‌های هر چه

دقیق‌تر از داده‌های آزمایشگاهی این کمیت در واکنش‌هایی نظیر $^{48}\text{Ca}+^{48}\text{Ca}$ و $^{58}\text{Ni}+^{54}\text{Fe}$ تأثیرگذار است. یکی دیگر از خواص سیستم‌های نوکلئونی که نقش آن در توصیف پدیده مانع همجوشی مورد بررسی قرار گرفته است دمای هسته مرکب است. محققان برای اعمال این اثر بر روی رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌های همجوشی، از رویکرد پتانسیل مجاورت بهره گرفته‌اند [۱۶]. در حقیقت، آنها براساس معادلات حالت واندروالس [۱۷ و ۱۸] شکل جدیدی برای ضریب انرژی سطحی این پتانسیل معرفی کرده‌اند که باعث بهبود توافق میان مقادیر تئوری و تجربی سطح مقطع در نواحی انرژی زیرسدی می‌شود [۱۶]. در سال ۲۰۱۳ با اعمال اثرات وابستگی دمای هسته مرکب و همچنین اعمال پاره‌ای اصلاحات مناسب، برای نخستین بار، موفق به توصیف پدیده مانع همجوشی در واکنش-های همجوشی یون-سنگین در چارچوب صورت‌مندی مجاورت شدیم [۱۹]. لازم به ذکر است که تحقیقات صورت گرفته در این زمینه، تنها محدود به سه سیستم برخوردکننده شامل واکنش‌های $^{64}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{54}\text{Fe}$ ، $^{28}\text{Si}+^{100}\text{Mo}$ است. این در حالی است که در طی سال‌های اخیر اندازه‌گیری سطح مقطع همجوشی در حد انرژی‌های خیلی کم و همچنین تأیید وجود پدیده مانع همجوشی برای تعداد بیشتری از واکنش‌های یون-سنگین صورت گرفته است. وجود این داده‌ها لزوم تعمیم رویکرد به کار گرفته شده در مرجع [۱۹] برای توصیف رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌های همجوشی در واکنش‌های مورد بحث را آشکار می‌سازد. بر این اساس در تحقیق حاضر تلاش خواهیم کرد تا به بررسی پدیده مانع همجوشی در واکنش‌های $^{28}\text{Si}+^{94}\text{Mo}$ ، $^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{12}\text{C}+^{194}\text{Pt}$ ، $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ ، $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{12}\text{C}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{36}\text{S}+^{89}\text{Y}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ، $^{36}\text{S}+^{89}\text{Y}$ بر پایه نظریه مجاورت همراه با اصلاحات ناشی از اثرات دمای هسته مرکب پردازیم. لازم به ذکر است که در طی سال‌های ۱۹۸۰ تا ۲۰۱۷ سطح مقطع‌های همجوشی در واکنش‌های فوق‌الذکر به ترتیب در محدوده‌های $\sigma_{\text{fus}} \geq 246 \text{ nb}$ [۲۰]، $\sigma_{\text{fus}} \geq 122 \text{ nb}$ [۲۱]، $\sigma_{\text{fus}} \geq 16,11 \text{ nb}$ [۲۲]، $\sigma_{\text{fus}} \geq 26,88 \text{ nb}$ [۲۳]، $\sigma_{\text{fus}} \geq 374 \text{ nb}$ [۲۴]، $\sigma_{\text{fus}} \geq 49 \text{ } \mu\text{b}$ [۲۵]، $\sigma_{\text{fus}} \geq 60 \text{ } \mu\text{b}$ [۲۶]، $\sigma_{\text{fus}} \geq 30 \text{ } \mu\text{b}$

ارائه شده در مرجع [۲۹] می‌توان رابطه‌ای برای پتانسیل برهم‌کنشی میان دو هسته به دست آورد که به صورت حاصل ضرب دو تابع نوشته می‌شود: یکی تابع $f(\text{shap.}, \text{geo.})$ که وابسته به شکل و هندسه هسته‌هاست و دیگری تابعی بدون

بعد به نام تابع جهانی $\Phi(s)$ است که مستقل از جرم و شکل آنها است. تحت این شرایط برای پتانسیل هسته‌ای میان دو سطح می‌توان نوشت:

$$V_N^{\text{prox.}, \gamma\gamma} = \tau \pi b \gamma \bar{R} \Phi(\xi) \text{ MeV}, \quad (1)$$

که در آن $\bar{R}$ و s به ترتیب شعاع انحنای متوسط و فاصله جدایی بین دو سطح هستند که به ترتیب با استفاده از روابط زیر قابل محاسبه‌اند:

$$\bar{R} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}, \quad (2)$$

$$s = r - C_1 - C_2, \quad (3)$$

که در این روابط C_i شعاع نیم چگالی هسته‌هاست [۳۰ و ۳۱]. برای درک بیشتر این شعاع‌ها و در نتیجه روابط (۲) و (۳)، در شکل ۱ طرحواره هندسه دو هسته برهم‌کنشی در قالب صورت‌مندی نظریه مجاورت رسم شده‌اند.

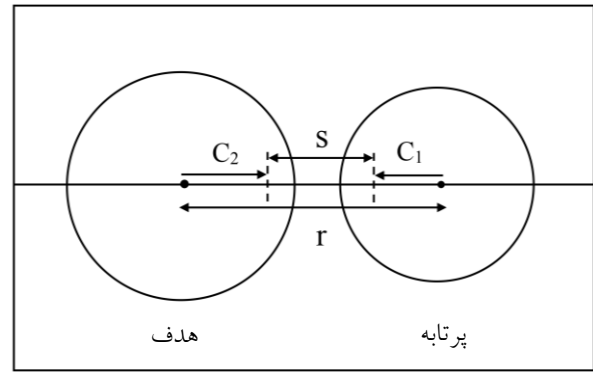
در تعریف پتانسیل مجاورت b ، پارامتر ضخامت سطح است که مقدار آن را به طور معمول حدود ۱ fm [۲۹] در نظر می‌برند. از طرفی برای تعریف ضریب انرژی سطح می‌توان از رابطه زیر بهره گرفت:

$$\gamma = \gamma_0 (1 - k_s A_s^2), \quad (4)$$

که در آن γ_0 ثابت انرژی سطح است و با رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\gamma_0 = \frac{a_\gamma}{4\pi r_0^2}, \quad (5)$$

که r_0 و a_γ به ترتیب ثابت شعاع هسته‌ای و ضریب انرژی سطح مدل قطره مایع هستند [۳۲]. به علاوه در رابطه (۴) ضریب k_s ثابت عدم تقارن سطح است. $A_s = \frac{N-Z}{N+Z}$ نیز پارامتر عدم تقارن سیستم نامیده می‌شود که در آن N و Z به ترتیب به عدد نوترونی و پروتونی هسته مرکب اشاره دارند. از دیگر

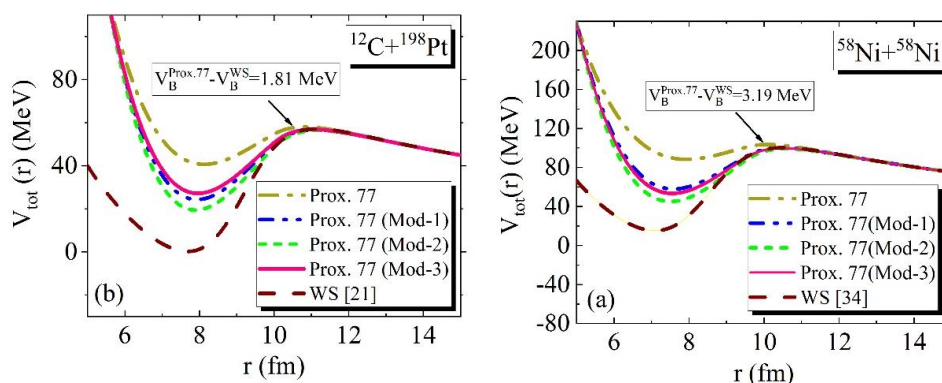


شکل ۱. طرحواره پارامترهای شعاع نیم چگالی C_1, C_2 و فاصله جدایی بین سطحی s .

از طرفی باید اشاره کنیم که حاصل ضرب اعداد اتمی هسته‌های شرکت کننده در واکنش‌های انتخابی در محدوده $784 \leq Z_1 Z_2 \leq 392$ قرار دارند و مقدار انرژی Q برای تمامی آنها منفی است. در این مطالعه همچنین برای محاسبه مقادیر تئوری سطح مقطع همجوشی از محاسبات CC بهره خواهیم گرفت که شامل اثرات جفت‌شدگی با حالت‌های برانگیخته کم انرژی 2^+ و 3^- در هسته‌های هدف و پرتابه است.

۲. نظریه مجاورت و تعیین پتانسیل هسته-هسته

در تحقیق حاضر، برای محاسبه پتانسیل هسته-هسته در طی فرایند همجوشی از نسخه اصلی رویکرد پتانسیل مجاورت، یعنی مدل Prox. $\gamma\gamma$ ، بهره گرفته‌ایم. این مدل، صورت‌مندی‌ای ساده و در عین حال کاربردی را برای محاسبه بخش هسته‌ای پتانسیل برهم‌کنشی کل ارائه می‌دهد که حاوی ویژگی‌های هیدرودینامیکی سیستم‌های نوکلئونی از جمله تراکم‌ناپذیری و کشش سطحی هسته‌ای است [۲۹]. براساس نظریه مجاورت، مادامی که سطح دو هسته برهم‌کنشی به فاصله ۲ الی ۳ فرمی از یکدیگر می‌رسند، نیرویی اضافی از جنس نیروی هسته‌ای در سیستم ظاهر خواهد شد که «نیروی مجاورت» نامیده می‌شود. از نقطه نظر فیزیکی، محققان عامل ایجاد این نیروی اضافی را به هم‌ریختگی و اصطلاحاً کج‌شدگی ناشی از مجاورت سطوح برهم‌کنشی می‌دانند. به واسطه این نیرو و بر پایه روش تحلیلی



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) رفتار شعاعی پتانسیل برهم‌کنشی کل برای دو واکنش همجوشی $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ و $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ بر پایه مدل‌های پتانسیل Prox. ۷۷ (منحنی‌های خط -نقطه)، (Prox. ۷۷ (Mod-۱) (منحنی‌های خط -دو نقطه)، (Prox. ۷۷ (Mod-۲) (منحنی‌های خط -چین ریز)، (Prox. ۷۷ (Mod-۳) (منحنی‌های خط ممتد) و پتانسیل WS (منحنی‌های خط -چین درشت). مشاهده می‌شود که با اعمال اصلاحات روی پتانسیل مجاورت ارتفاع سد کولنی کاهش و عمق فرو رفتگی بخش داخلی افزایش می‌یابد. اختلاف میان ارتفاع سدهای حاصل از دو مدل پتانسیل ۷۷ Prox. و WS در شکل نمایش داده شده است. محاسبات پتانسیل اصلاحی Prox. ۷۷ (Mod-۳) برای واکنش‌های مورد نظر به ترتیب به ازای دو انرژی ۹۳/۴۴ MeV و ۴۷/۱۳ MeV انجام شده‌اند.

کمیت‌های تأثیرگذار در صورت‌مندی مجاورت تابع بدون بعد $\Phi(\xi = s/b)$ است که برای پارامترسازی آن در صورت‌مندی مجاورت می‌توان از رابطه زیر استفاده کرد:

$$\Phi(\xi) = \begin{cases} -\frac{1}{6}(\xi - 2/54)^2 - 0/0852(\xi - 2/54)^3 & \text{for } \xi \leq 1/2511 \\ -3/437 \exp\left(-\frac{\xi}{0/75}\right) & \text{for } \xi \geq 1/2511, \end{cases} \quad (6)$$

باید توجه داشت که با در اختیار داشتن پتانسیل هسته‌ای از طریق روابط فوق و اضافه کردن بخش کولنی، $V_C(r) = Z_1 Z_2 e^2 / r$ ، به آن می‌توان پتانسیل برهم‌کنشی کل را برای هر واکنش همجوشی دلخواه در چارچوب مدل Prox. ۷۷ محاسبه کرد.

۳. نتایج و بحث

۳.۱. پتانسیل برهم‌کنشی

همانگونه که در بخش اول نیز بدان اشاره شد، اصلی‌ترین هدف از انجام تحقیق حاضر تلاش برای توصیف رفتار سطح مقطع‌های همجوشی در نواحی انرژی‌های خیلی کم در واکنش‌های $^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ ، $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ و

۱. Woods-Saxon (WS)

مرجع [۳۴] برای مقدار ارتفاع سدهای تجربی بهره گرفته ایم. براساس نتایج به دست آمده در شکل ۲ مشاهده می شود که مدل پتانسیل Prox. ۷۷ نسبت به مدل استاندارد WS ارتفاع سدهای بالاتری را نتیجه می دهد؛ به طوری که این اختلاف در واکنش $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ به اندازه $3/19 \text{ MeV}$ و در واکنش $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ به اندازه $1/81 \text{ MeV}$ است. در این شرایط نیاز است تا با اعمال اثرات فیزیکی مناسب ارتفاع سدهای همجوشی حاصل از صورت‌مندی مجاورت را کاهش دهیم. برای این منظور نقش دو اثر فیزیکی ضریب کشش سطحی و دمای هسته مرکب را بر روی این صورت مورد بررسی قرار می دهیم چرا که نتایج تحقیقات مختلف آشکار می سازند اعمال این دو اثر فیزیکی می تواند باعث افزایش قدرت پتانسیل هسته ای و در نتیجه کاهش ارتفاع سد همجوشی شود [۱۹]. هرچند مطالعه نقش اثرات فیزیکی مختلف از جمله شعاع هسته های شرکت کننده در واکنش بر روی فرایند همجوشی یون-سنگین از طریق شعاع انحنای متوسط صورت‌مندی مجاورت نیز می تواند به عنوان یک موضوع تحقیقاتی جذاب در مطالعات بعدی مورد بررسی قرار گیرد. در مرحله نخست قصد داریم نقش اثرات ضریب انرژی سطحی γ بر روی سد همجوشی را مورد بررسی قرار دهیم. براساس تعریف ارائه شده برای پتانسیل هسته ای در چارچوب صورت‌مندی مجاورت، رابطه (۱)، مشاهده می شود که قدرت پتانسیل V_N مستقیماً به تغییرات ضریب γ وابسته است به طوری که با انتخاب مقادیر اصلاح شده ای از پارامترهای قابل تنظیم (γ_0 , k_s) می توان میزان کشش سطحی میان دو هسته برهم کنشی و در نتیجه قدرت پتانسیل هسته ای در طی فرایند همجوشی را افزایش داد. برای دستیابی به این هدف، مجموعه های جدیدی از پارامترهای مذکور [۳۵] را در هر یک از واکنش های مورد بررسی به گونه ای انتخاب کردیم که منجر به مقادیر بزرگتری از ضریب انرژی سطحی در مقایسه با مدل Prox. ۷۷ شود. تحت این شرایط می توان گفت که به نسخه اصلاح شده ای از پتانسیل مجاورت دست یافته ایم که آن را به صورت Prox. ۷۷ (Mod-۱) نامگذاری می کنیم. در شکل ۲، پتانسیل حاصل از مدل Prox. ۷۷ (Mod-۱) (منحنی های خط-دونقطه)

برای هر دو واکنش مورد بررسی رسم شده اند. همان گونه که قابل مشاهده است با اعمال تغییر در قدرت ضریب انرژی سطحی از میزان $0/9517 \text{ MeV/fm}^2$ در مدل Prox. ۷۷ به $1/27326 \text{ MeV/fm}^2$ ($1/460734 \text{ MeV/fm}^2$) در مدل اصلاح شده Prox. ۷۷ ارتفاع سد همجوشی در واکنش های $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ($^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$) کاهش یافته و به پیش بینی های حاصل از مدل پتانسیل WS نزدیک تر شده اند. نکته دیگری که می بایست به آن توجه داشت این است که کاهش در ارتفاع با کاهش در پهنای سد و افزایش عمق پتانسیل (در نواحی داخلی) همراه می شود. دومین اثر فیزیکی اعمال شده بر روی پتانسیل هسته-هسته برای بهبود نتایج حاصل از صورت‌مندی مجاورت، اثرات وابستگی دمایی است. همان گونه که در بخش های قبل نیز بدان اشاره شد محققان بر پایه معادلات حالت واندروالس [۱۷ و ۱۸] شکل وابسته به دمای جدیدی برای ضریب کشش سطحی هسته ای γ این صورت‌مندی معرفی کرده اند که باعث بهبود توافق میان مقادیر تئوری و تجربی ارتفاع سد و همچنین سطح مقطع همجوشی در گستره وسیعی از جرم سیستم های برخوردکننده (با شرط $2592 \leq Z_P Z_T \leq 39$ برای حاصل ضرب اعداد پروتونی هسته های پرتابه Z_P و هدف Z_T آنها) شده است [۱۶]. نتایج به دست آمده از آن پژوهش پیشنهاد می دهد که وابستگی دمایی ضریب γ می تواند توسط رابطه زیر توصیف شود:

$$\gamma(T) = \gamma(T=0) \left(1 - \frac{T-T_B}{T_B}\right), \quad (7)$$

که در آن $\gamma(T=0)$ به صورت زیر تعریف می شود:

$$\gamma(T=0) = \gamma_0 \left(1 - k_s A_s^{-1}\right), \quad (8)$$

در اینجا γ_0 و k_s براساس مدل Prox. ۷۷ (Mod-۱) در هر یک از واکنش های انتخابی قابل تعریف هستند. قابل توجه است که دمای T در معادله (۷) به انرژی هسته پرتابه در چارچوب مرکز جرم $E_{c.m.}$ و مقدار Q_{in} واکنش مرتبط می شود،

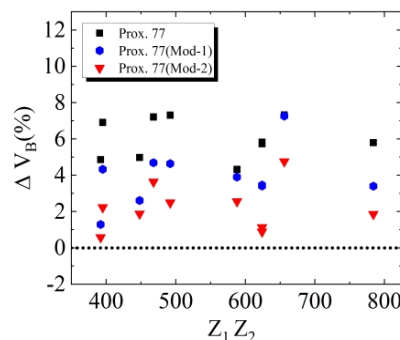
$$Q_{in} + E_{c.m.} = \frac{1}{4} AT^2 + T, \quad (9)$$

علاوه بر این، دمای T_B معادل انرژی ارتفاع سد همجوشی است و از طریق رابطه (۱۵) مرجع [۱۶] قابل محاسبه است. پس از اعمال اثرات دمایی از طریق رابطه پیشنهادی (۷) در صورت‌مندی

Prox. ۷۷ (Mod-۲)، به محدوده ۲/۳۰٪ می‌رسد.

۲.۳. سطح مقطع‌های همجوشی

مطالعه رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌های همجوشی، یکی دیگر از ابزارهای کارآمد برای درک هرچه بیشتر رخداد فرایند همجوشی میان دو یون سنگین است. از این رو، در شکل‌های ۴ و ۵، سطح مقطع‌های تئوری و تجربی واکنش‌های مختلف به صورت تابعی از انرژی فرودی E_{cm} رسم شده‌اند. در این شکل‌ها داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع [۲۸-۲۰] با دایره‌های توپر و مقادیر نظری محاسبه شده بر پایه مدل‌های پتانسیل ۷۷ Prox. ۷۷ (Mod-۱) و Prox. ۷۷ (Mod-۲) به ترتیب با خط-نقطه قهوه‌ای، خط-دونقطه آبی و نقطه چین سبز نشان داده شده‌اند. از طرفی همان گونه که قبلاً نیز بدان اشاره شد در تحقیق حاضر برای محاسبه مقادیر تئوری سطح مقطع همجوشی از کد برنامه‌نویسی CCFULL [۳۶]، شامل اثرات جفت‌شدگی با مدهای دورانی سطحی کم-انرژی 2^+ و 3^- در هسته‌های هدف و پرتابه، بهره گرفته‌ایم. جزئیات مربوط به ویژگی‌های ساختاری این دو تراز در هسته‌های انتخابی به طور کامل در مراجع [۳۷ و ۳۸] گزارش شده‌اند. بررسی منحنی‌های ترسیم شده در شکل‌های ۴ و ۵ آشکار می‌سازد که نتایج محاسبات مبتنی بر مدل اصلاح شده Prox. ۷۷ (Mod-۱) نسبت به نسخه اصلی پتانسیل مجاورت همخوانی بیشتری با داده‌های متناظر آزمایشگاهی در محدوده انرژی‌های پایین و نزدیک سد کولنی دارند. علاوه بر این مشاهده می‌شود که این همخوانی با اعمال اصلاحات ناشی از مدل پتانسیل Prox. ۷۷ (Mod-۲) افزایش می‌یابد به گونه‌ای که نتایج حاصل از این مدل به جز در نواحی انرژی‌های خیلی کم در بقیه موارد توافق بسیار خوبی را با داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع در واکنش‌های مختلف نشان می‌دهند. نکته قابل توجه دیگر افت ناگهانی و شدید داده‌های تجربی سطح مقطع نسبت به نتایج مدل Prox. ۷۷ (Mod-۲) در محدوده انرژی‌های خیلی پایین‌تر از سد کولنی است که در حقیقت وجود پدیده مانع همجوشی در واکنش‌های انتخابی



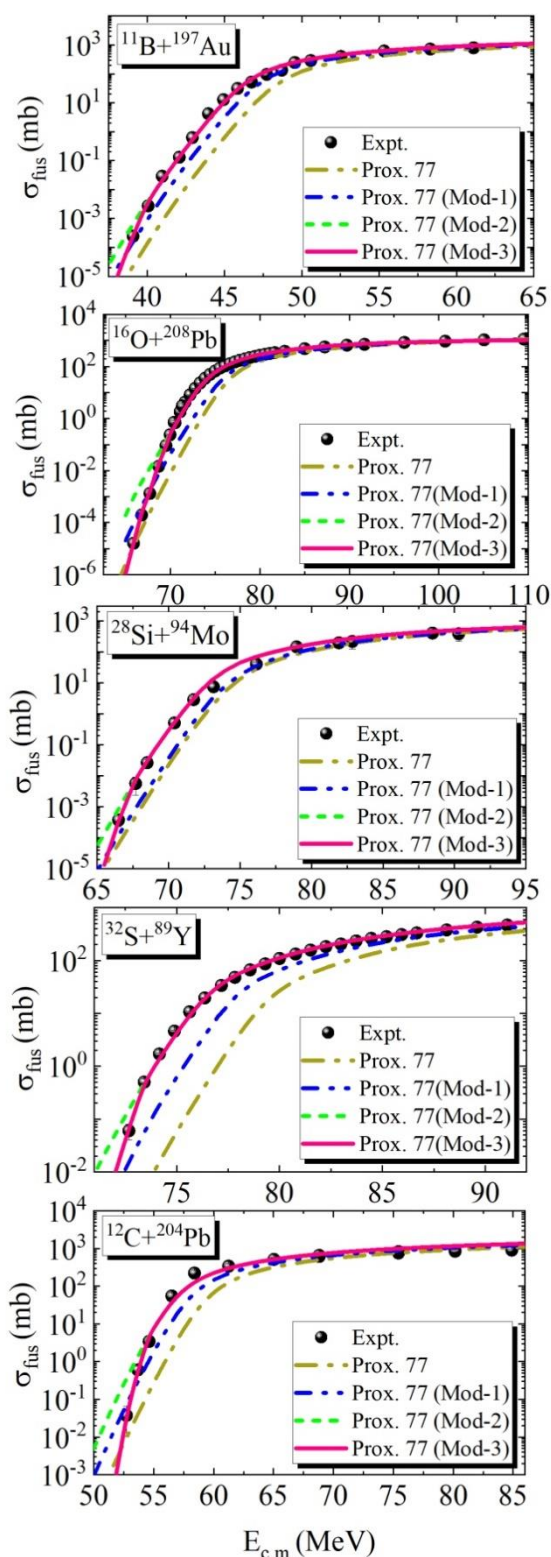
شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) درصد خطای ارتفاع سد کولنی برحسب $Z_1 Z_2$ واکنش‌های مورد مطالعه با استفاده از مدل‌های پتانسیل Prox. ۷۷ (Mod-۱)، Prox. ۷۷ (Mod-۲) و Prox. ۷۷ (Mod-۲).

مدل Prox. ۷۷ (Mod-۱)، به فرم اصلاح شده‌ای از این پتانسیل دست خواهیم یافت که به صورت Prox. ۷۷ (Mod-۲) نامگذاری می‌شود. نتایج حاصل از شکل ۲ به خوبی نشان می‌دهد که پتانسیل اصلاح شده Prox. ۷۷ (Mod-۲) قادر به توصیف قابل قبولی از سدهای همجوشی در واکنش‌های $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ و $^{194}\text{Pt} + ^{12}\text{C}$ است. به طوری که ارتفاع سدهای حاصل از این مدل، همخوانی قابل قبولی با آنهایی دارند که بر پایه مدل WS تولید می‌شوند. برای دستیابی به درک بیشتر، درصد اختلاف نسبی میان داده‌های تئوری و تجربی ارتفاع سد همجوشی را از طریق رابطه زیر برای کلیه واکنش‌های مورد بررسی محاسبه کرده‌ایم،

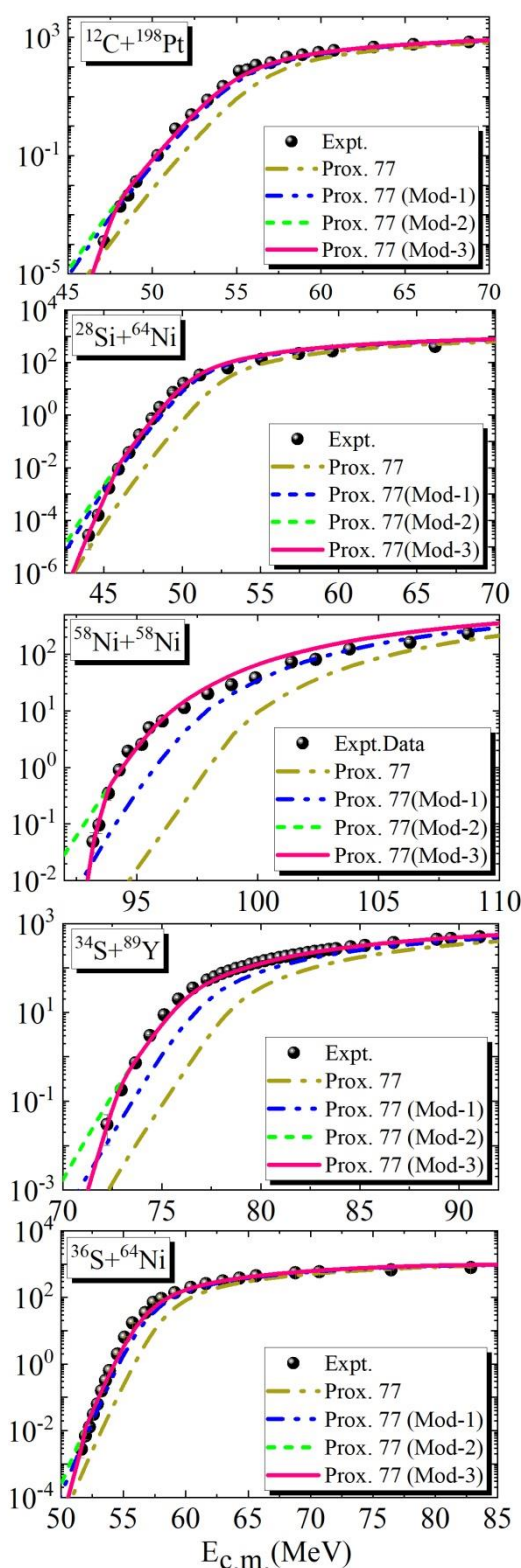
$$\Delta V_B \% = \frac{V_B^{\text{theory}} - V_B^{\text{Exp.}}}{V_B^{\text{Exp.}}} \times 100\%, \quad (10)$$

لازم به ذکر است برای همسان‌سازی بیشتر، ارتفاع سدهای حاصل از مدل پتانسیل WS را نیز در قالب V_B^{Exp} برچسب گذاری کرده‌ایم.

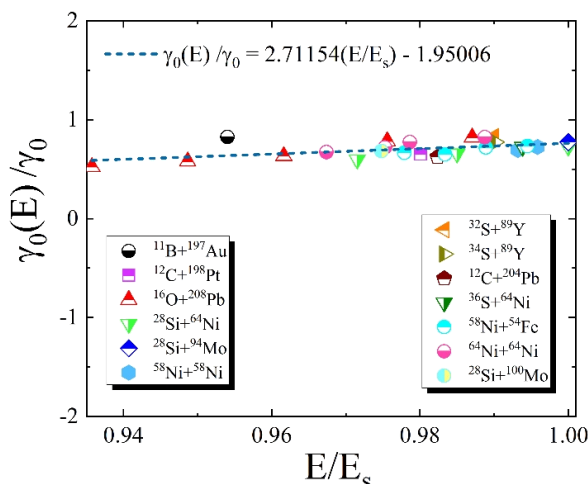
در شکل ۳، مقادیر محاسبه شده $\Delta V_B(\%)$ به صورت تابعی از حاصل ضرب $Z_1 Z_2$ با استفاده از مدل‌های پتانسیل Prox. ۷۷ (مربع مشکی)، Prox. ۷۷ (Mod-۱) (شش ضلعی آبی) و Prox. ۷۷ (Mod) (مثلث قرمز) نمایش داده شده است. مشاهده می‌کنیم متوسط درصد خطا برای پتانسیل مجاورت ۱۹۷۷ در محدوده ۶/۱۸٪ است که با اعمال اثرات کشش سطحی، (۱- Prox. ۷۷ (Mod)، به محدوده ۳/۷۵٪ و با اعمال اثرات دمایی،



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مقایسه مقادیر تئوری و تجربی سطح مقطع‌های همجوشی برای واکنش‌های $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ ، $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{28}\text{Si}+^{94}\text{Mo}$ و $^{32}\text{S}+^{89}\text{Y}$ به صورت تابعی از انرژی مرکز جرم $E_{c.m.}$



شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مقایسه مقادیر تئوری و تجربی سطح مقطع‌های همجوشی برای واکنش‌های $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ ، $^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ و $^{34}\text{S}+^{89}\text{Y}$ به صورت تابعی از انرژی مرکز جرم $E_{c.m.}$



شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) روند تغییرات نسبت $\gamma_0(E)/\gamma_0$ به صورت تابعی از نسبت E/E_s برای واکنش‌های $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ ، $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ ، $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{28}\text{Si}+^{94}\text{Mo}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ، $^{32}\text{S}+^{89}\text{Y}$ ، $^{34}\text{S}+^{89}\text{Y}$ ، $^{12}\text{C}+^{204}\text{Pb}$ و $^{28}\text{Si}+^{100}\text{Mo}$.

با دقت بسیار خوبی باز تولید کند.

در این مرحله علاقه‌مندیم تا به بررسی رفتار وابسته به انرژی مقادیر استخراج شده پارامتر γ_0 به صورت تابعی از انرژی در بازه $E < E_s$ پردازیم. در شکل ۶ رفتار وابسته به انرژی نسبت $\gamma_0(E)/\gamma_0$ برای واکنش‌های مختلف برحسب E/E_s ترسیم شده‌اند. برای دستیابی به درک بیشتر، لازم به ذکر است که داده‌های حاصل از مطالعات صورت گرفته در مرجع [۱۹] برای سه واکنش $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ، $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ و $^{28}\text{Si}+^{100}\text{Mo}$ نیز در شکل ۶ نمایش داده شده‌اند. در مجموع، همان‌گونه که مشاهده می‌شود مقادیر استخراج شده برای ضریب انرژی سطحی با افزایش انرژی به صورت خطی افزایش می‌یابند. در تحقیق حاضر برای فرمول‌بندی این رفتار از رابطه پیشنهادی زیر بهره می‌گیریم،

$$\frac{\gamma_0(E)}{\gamma_0} = \frac{2}{71154} \frac{E}{E_s} - 1/95006. \quad (12)$$

۳.۳. تحلیل رفتار ضرایب $S(E)$ و $L(E)$

همان‌گونه که در بخش اول نیز بدان اشاره شد ضریب اخت‌ر فیزیکی K یکی از ابزارهای کارآمد برای بررسی پدیده مانع همجوشی است [۲]. این ضریب به صورت زیر قابل تعریف است:

حاضر را تأیید می‌کند. در این بخش برای اصلاح محاسبات نظری در محدوده انرژی‌های خیلی کم، تلاش کرده‌ایم تا با تنظیم ثابت γ_0 در ناحیه رخداد پدیده مانع همجوشی (یعنی محدوده انرژی‌های $E < E_s$) انطباق میان داده‌های تئوری حاصل از مدل Prox. ۷۷ (Mod-۲) را با داده‌های متناظر تجربی واکنش‌های مختلف بهبود بخشیم. با انجام یک محاسبه ساده می‌توان نشان داد که تغییر این ضریب به طور عمده بر روی پتانسیل برهم‌کنشی در فواصل شعاعی کم تأثیرگذار خواهد بود. لازم به ذکر است نتایج مدل Prox. ۷۷ (Mod-۲) همراه با اصلاحات ناشی از تغییر ضریب انرژی سطحی γ_0 در محدوده $E < E_s$ را با عنوان مدل بهبود یافته Prox. ۷۷ (Mod-۳) نامگذاری کرده‌ایم. تحت این شرایط شکل پیشنهادی برای ضریب $\gamma(T)$ ، رابطه (۷)، در چارچوب مدل Prox. ۷۷ (Mod-۳) به صورت زیر قابل تعریف است:

$$\gamma^{\text{Prox.77(Mod-3)}}(T) = \gamma_0^{\text{new}} \left[1 - k_s A_s^{\frac{1}{3}} \right] \left(1 - \frac{T - T_B}{T_B} \right), \quad (11)$$

که در آن مقادیر γ_0^{new} از طریق برازش با داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع در نواحی انرژی مذکور تعیین می‌شوند. اعمال تغییرات ضریب مذکور در فرمالیسم مجاورت، باعث شکل‌گیری رفتار وابسته به انرژی در پتانسیل‌های برهم‌کنشی خواهد شد به گونه‌ای که به جای یک سد پتانسیل واحد، در مدل Prox. ۷۷ (Mod-۳) با توزیعی از سدها مواجه خواهیم بود. در شکل ۲، رفتار شعاعی پتانسیل براساس این مدل اصلاحی به ازای دو مقدار معین از انرژی ذرات فرودی به عنوان نمونه رسم شده‌اند. وجود چنین توزیعی به تبع موجب کاهش مقادیر سطح مقطع همجوشی در ناحیه رخداد پدیده مانع همجوشی خواهد شد. این نتیجه را به خوبی می‌توان از منحنی‌های ارائه شده در شکل‌های ۴ و ۵ درک کرد. در این شکل‌ها مقادیر تئوری حاصل از مدل اصلاح‌شده Prox. ۷۷ (Mod-۳) (منحنی‌های صورتی رنگ) با داده‌های تجربی سطح مقطع همجوشی مقایسه شده‌اند. همان‌گونه که مشاهده می‌شود مدل پتانسیل مذکور قادر است تا داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع در واکنش‌های مختلف را در کل بازه انرژی ذرات فرودی

$$S(E) = E \sigma(E) \exp(\gamma \pi \eta) \quad (13)$$

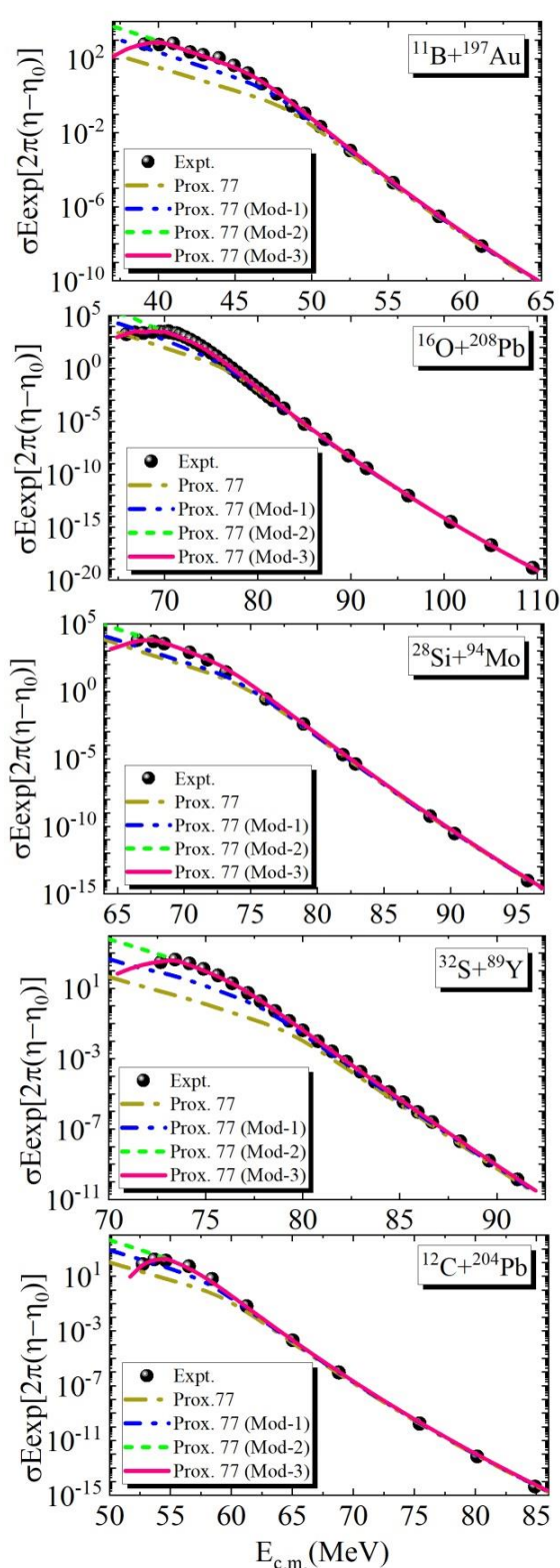
که در آن $\eta = Z_1 Z_2 e^2 / h v$ پارامتر سامرفیلد و v سرعت نسبی میان پرتابه و هدف در چارچوب دستگاه مرکز جرم است [۳۹]. در اینجا ذکر این نکته حائز اهمیت است که در واکنش‌های همجوشی سبک، بخش اصلی قدرت تأثیر انرژی بر سطح مقطع همجوشی را ضریب گامو، $\exp(-2\pi\eta)$ ، تعیین می‌کند که در نقاط زیر سد کولنی نشانگر بستگی ضعیف ضریب S به انرژی است. این در حالی است که برای واکنش‌های همجوشی سنگین، ضریب S در انرژی‌های زیر سد کولنی قویاً به مقدار انرژی فرودی وابسته است و از این رو ضریب S با کاهش انرژی سریعاً افزایش می‌یابد که در مقایسه با آنچه ضریب گامو پیش‌بینی می‌کند نشانگر وابستگی ضعیف‌تر $E\sigma(E)$ به انرژی است. نکته قابل توجه دیگر آن است که امروزه محققان از وجود یک بیشینه واضح در رفتار وابسته به انرژی داده‌های تجربی ضریب S به عنوان نشانه‌ای از وجود پدیده مانع همجوشی نام می‌برند [۲۳] به گونه‌ای که این موضوع در بسیاری از واکنش‌های یون-سنگینی که داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع آنها به محدوده انرژی‌های خیلی کم تعمیم داده شده‌اند به اثبات رسیده است. در چنین شرایطی برای درک بیشتر از عملکرد مدل‌های پتانسیل حاضر در پیش‌بینی داده‌های تجربی ضریب اخت‌فیزیکی $S(E)$ در واکنش‌های همجوشی مورد مطالعه، در شکل‌های ۷ و ۸، مقایسه‌ای میان مقادیر تئوری حاصل از مدل‌های پتانسیل Prox. ۷۷ (منحنی‌های خط-نقطه)، Prox. ۷۷ (Mod-۱) (منحنی‌های خط-دونقطه)، Prox. ۷۷ (Mod-۲) (منحنی‌های خط-چین) و Prox. ۷۷ (Mod-۳) (منحنی‌های ممتد صورتی رنگ) با داده‌های آزمایشگاهی ضریب مذکور انجام داده‌ایم. همان‌گونه که مشاهده می‌شود مقادیر تجربی $S(E)$ در واکنش‌های مختلف با کاهش انرژی ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابند به گونه‌ای که یک مقدار بیشینه در محدوده انرژی‌های خیلی کم دارند. برای توجیه این رفتار می‌بایست اشاره کنیم که در واکنش‌های همجوشی یون-سنگین با شرط $Q < 0$ ، مادامی که $E \rightarrow Q$ (محدوده‌های انرژی‌های کم) سطح مقطع همجوشی به سمت صفر و بنابراین ضریب $S(E)$

نیز به سمت صفر میل خواهد کرد که منجر به ظهور یک مقدار بیشینه در رفتار ضریب مذکور در یک انرژی $E_s > Q$ خواهد شد. نتایج محاسبات انجام شده بر پایه نسخه اصلی پتانسیل مجاورت (یعنی مدل Prox. ۷۷) آشکار می‌سازد که این مدل به جز در محدوده انرژی‌های نزدیک و بالای سد همجوشی در بقیه نواحی، همخوانی قابل قبولی با داده‌های تجربی ندارد و در حقیقت مقادیر ضریب $S(E)$ را کمتر از حد تجربی‌شان پیش‌بینی می‌کند. با اعمال اصلاحات انجام شده بر روی پتانسیل مجاورت، همخوانی محاسبات نظری با داده‌های تجربی به تدریج افزایش می‌یابد به گونه‌ای که از بین سه مدل اصلاحی معرفی شده، تنها مدل Prox. ۷۷ (Mod-۳) است که می‌تواند توصیف قابل قبولی از رفتار وابسته به انرژی ضریب S به ویژه در محدوده انرژی‌های کم ارائه دهد.

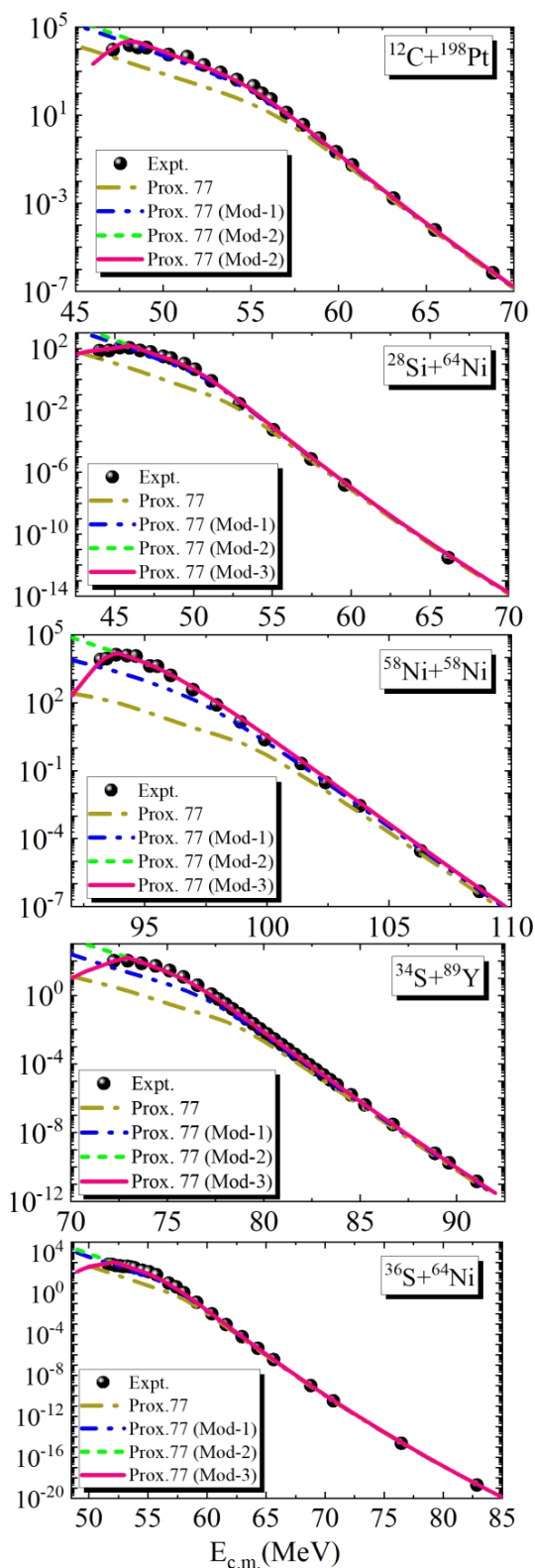
یکی دیگر از ابزارهای کارآمد برای بررسی پدیده مانع همجوشی، مشتق لگاریتمی $L(E)$ است [۷] که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$L(E) = \frac{d[\ln(E\sigma)]}{dE} = \frac{1}{E} \frac{d}{dE}(E\sigma), \quad (14)$$

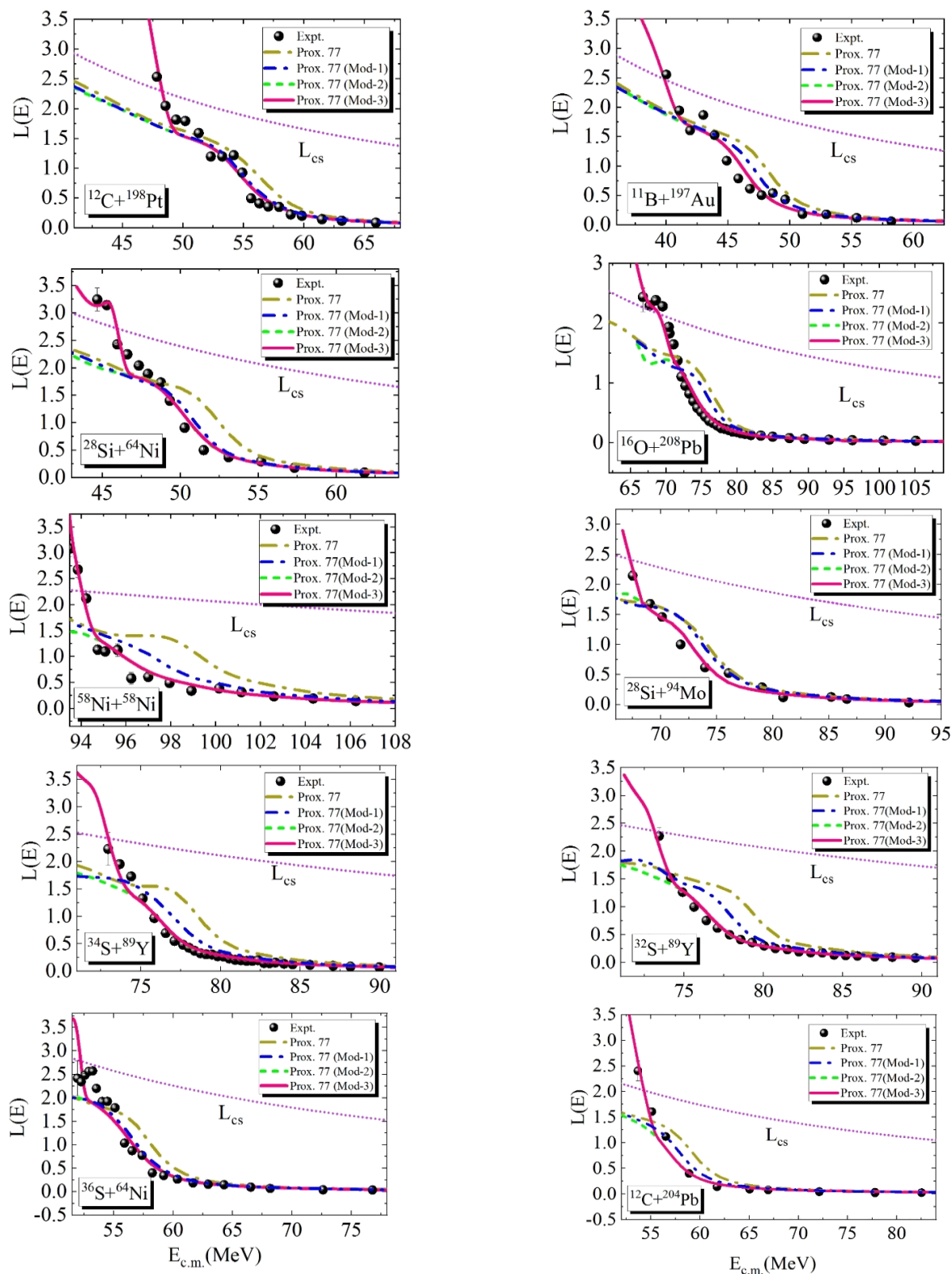
در شکل‌های ۹ و ۱۰ مقادیر تجربی و نظری این کمیت برای واکنش‌های مختلف با یکدیگر مقایسه شده‌اند. در این شکل‌ها، مشتق لگاریتمی تجربی با دایره توپر و مقادیر نظری محاسبه شده با استفاده از مدل‌های پتانسیل Prox. ۷۷ (Mod-۱)، Prox. ۷۷ (Mod-۲)، Prox. ۷۷ (Mod-۳) و Prox. ۷۷ (Mod-۳) به ترتیب با خط نقطه، خط-دونقطه، خط-چین و خط ممتد نشان داده شده‌اند. همان‌گونه که مشاهده می‌شود، داده‌های آزمایشگاهی $L(E)$ با کاهش انرژی، تقریباً به طور منظم افزایش می‌یابند. این در حالی است که نتایج محاسبات نظری مبتنی بر مدل‌های پتانسیل مجاورت Prox. ۷۷ (Mod-۱)، Prox. ۷۷ (Mod-۲) و Prox. ۷۷ از چنین رفتاری تبعیت نمی‌کنند و در حقیقت یک حد اشباع در نواحی انرژی‌های خیلی پایین‌تر از سد همجوشی دارند. در مقابل، تحلیل داده‌های حاصل از مدل Prox. ۷۷ (Mod-۳) آشکار می‌سازد که این مدل قادر است توصیف قابل قبولی از رفتار مقادیر آزمایشگاهی $L(E)$ در کل محدوده انرژی



شکل ۸. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مقایسه مقادیر تئوری و تجربی ضریب اختریزیکی $S(E)$ برای واکنش‌های $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ ، $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{28}\text{Si}+^{94}\text{Mo}$ ، $^{32}\text{S}+^{89}\text{Y}$ و $^{12}\text{C}+^{204}\text{Pb}$ به صورت تابعی از انرژی مرکز جرم $E_{c.m.}$

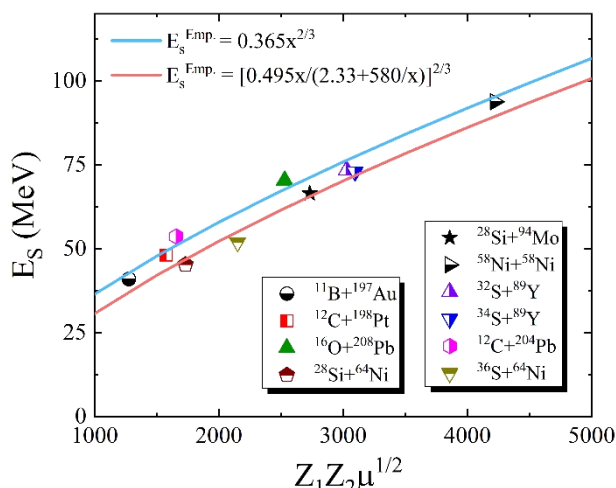


شکل ۹. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مقایسه مقادیر تئوری و تجربی ضریب اختریزیکی $S(E)$ برای واکنش‌های $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ ، $^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ، $^{34}\text{S}+^{89}\text{Y}$ و $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ به صورت تابعی از انرژی مرکز جرم $E_{c.m.}$



شکل ۹. مقایسه مقادیر تئوری و تجربی مشتق لگاریتمی $L(E)$ برای واکنش‌های $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ ، $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{28}\text{Si}+^{94}\text{Mo}$ ، $^{32}\text{S}+^{89}\text{Y}$ و $^{12}\text{C}+^{204}\text{Pb}$ به صورت تابعی از انرژی مرکز جرم $E_{c.m.}$

شکل ۱۰. مقایسه مقادیر تئوری و تجربی مشتق لگاریتمی $L(E)$ برای واکنش‌های $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ ، $^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ ، $^{34}\text{S}+^{89}\text{Y}$ و $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ به صورت تابعی از انرژی مرکز جرم $E_{c.m.}$



شکل ۱۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) انرژی E_s برای واکنش‌های $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ ، $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ ، $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{28}\text{Si}+^{94}\text{Mo}$ ، $^{32}\text{S}+^{89}\text{Y}$ ، $^{34}\text{S}+^{89}\text{Y}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ و $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ همراه با مقدار تجربی $E_s^{Emp.}$ به صورت تابعی از $Z_1 Z_2 \mu^{-1/2}$ رسم شده است.

در شکل ۱۱ انرژی E_s برای واکنش‌های $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ ، $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ ، $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{28}\text{Si}+^{94}\text{Mo}$ ، $^{32}\text{S}+^{89}\text{Y}$ ، $^{34}\text{S}+^{89}\text{Y}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ و $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ همراه با مقدار تجربی $E_s^{Emp.}$ به صورت تابعی از $Z_1 Z_2 \mu^{-1/2}$ رسم شده است. مشاهده می‌شود مقادیر به دست آمده از این کار همخوانی خوبی با رابطه تجربی دارند.

۴. نتایج

در تحقیق حاضر به مطالعه سیستماتیک پدیده مانع همجوشی در واکنش‌های یون-سنگین بر پایه صورت‌مندی پتانسیل مجاورت پرداخته‌ایم. برای این منظور تعداد ۱۰ واکنش همجوشی، شامل $^{11}\text{B}+^{197}\text{Au}$ ، $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ ، $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ ، $^{28}\text{Si}+^{64}\text{Ni}$ ، $^{28}\text{Si}+^{94}\text{Mo}$ ، $^{32}\text{S}+^{89}\text{Y}$ ، $^{34}\text{S}+^{89}\text{Y}$ ، $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ و $^{36}\text{S}+^{64}\text{Ni}$ را انتخاب کرده‌ایم که تمامی آنها در شرط $Q < 0$ صدق می‌کنند.

از طرفی، براساس مطالعات تجربی صورت گرفته در می‌یابیم که داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع همجوشی برای تمامی واکنش‌های انتخابی تا حد میکروبارن کاهش یافته‌اند که

در شکل‌های ۹ و ۱۰ محل تلاقی خط ضریب S ثابت، یعنی $L_{CS} = \pi\eta/E$ ، با داده‌های تجربی مشتق لگاریتمی $L(E)$ که به نوعی مشخص‌کننده انرژی شروع پدیده مانع همجوشی است نیز برای واکنش‌های مختلف نمایش داده شده‌اند. محل تلاقی ضریب ثابت $L_{CS} = \pi\eta/E$ ، با منحنی داده‌های تجربی مشتق لگاریتمی، انرژی شروع مانع همجوشی را نشان می‌دهد. بدیهی است که در چنین شرایطی براساس نتایج حاصل از این مدل اصلاحی قادر خواهیم بود انرژی شروع پدیده مانع همجوشی (E_s) را استخراج کنیم. خاطر نشان می‌شود که انرژی E_s در هر واکنش منطبق بر انرژی است که در آن ضریب اخت‌ریزیکی S بیشینه مقدار خود را دارد و به نوعی مقادیر تجربی سطح مقطع همجوشی نسبت به محاسبات تئوری مدل Prox. v7 (Mod-2) شروع به افت ناگهانی می‌کنند. در این شرایط قادر خواهیم بود مقادیر انرژی E_s متناظر با شروع پدیده مانع همجوشی را برای واکنش‌های مختلف استخراج کنیم. براساس یافته‌های حاصل از مرجع [۴۰] در می‌یابیم که مقادیر انرژی E_s برای واکنش‌های همجوشی یون-سنگین با شرط $Q < 0$ از رابطه تجربی زیر تبعیت می‌کنند،

$$E_s^{Emp.} = 0.495\xi / (2/33 + 580/\xi)^{2/3}, \quad (15)$$

که در آن $\xi = Z_1 Z_2 \sqrt{A_1 A_2 / (A_1 + A_2)}$. لازم به ذکر است که به ازای مقادیر بزرگ ξ و با صرف نظر کردن از عبارت $580/\xi$ ، رابطه Z فوق به صورت زیر کوتاه خواهد شد [۲۳]:

$$E_s^{Emp.} = 0.365\xi^{2/3}, \quad (16)$$

برای دستیابی به درک بیشتر، در شکل ۱۱ انرژی‌های E_s حاصل از مدل اصلاح شده Prox. v7 (Mod-2) برای واکنش‌های مورد مطالعه با منحنی‌های تجربی $E_s^{Emp.}$ حاصل از معادلات (۱۵) و (۱۶) مقایسه شده‌اند. مقدار تجربی به صورت تابعی از

$$Z_1 Z_2 \mu^{-1/2} \text{ رسم شده است که در آن } \mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} \text{ جرم کاهش}$$

یافته سیستم برهم‌کنشی است. مشاهده می‌شود مقادیر به دست آمده از این کار به ازای مقادیر کوچک ξ (محدوده $3000 < \xi$) با رابطه پیشنهادی (۱۵) و به ازای مقادیر بزرگ ξ (محدوده $4000 < \xi$) با رابطه (۱۶) همخوانی قابل قبولی دارند.

واکنش‌های انتخابی نیست و به نوعی نیاز به اصلاح دارد. با در نظر گرفتن اثرات اصلاحی مربوط به وابستگی دما و همچنین ضریب انرژی سطحی γ ، در نهایت موفق به ارائه شکل بهبود یافته‌ای از پتانسیل مجاورت، یعنی مدل $\text{Prox. } \gamma\gamma \text{ (Mod-3)}$ ، شده‌ایم که قادر است داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع همجوشی، ضریب اختزیزیکی $S(E)$ و همچنین مشتق لگاریتمی $L(E)$ را در واکنش‌های مورد بررسی با دقت خوبی باز تولید کند. نتایج تحقیقات صورت گرفته در این کار همچنین پیش‌بینی قابل قبولی را برای انرژی شروع پدیده مانع همجوشی در واکنش‌های مختلف ارائه می‌دهد.

این موضوع در زمینه مطالعات مربوط به پدیده مانع همجوشی بسیار حائز اهمیت است. در مرحله نخست، مقادیر پتانسیل برهم‌کنشی و سطح مقطع همجوشی را بر پایه نسخه اصلی پتانسیل مجاورت، یعنی مدل $\text{Prox. } \gamma\gamma$ ، محاسبه کرده‌ایم. لازم به ذکر است که در این تحقیق، مقادیر تئوری سطح مقطع همجوشی براساس مدل جفت-شدگی کانال‌ها و با استفاده از کد برنامه‌نویسی CCFULL محاسبه شده‌اند که در آن اثرات جفت‌شدگی با مدهای ارتعاشی سطحی هسته‌ها در حالت‌های برانگیخته کم انرژی 2^+ و 3^- لحاظ شده‌اند. نتایج محاسبات انجام شده در این بخش آشکار می‌سازد که مدل $\text{Prox. } \gamma\gamma$ قادر به ارائه توصیف دقیق از سدها و سطح مقطع‌های همجوشی در

مراجع

1. C L Jiang, et all, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 052701.
2. C L Jiang, K E Rehm, R V F Janssens, H Esbensen, I Ahmad, B B Back, P Collon, C N Davids, J P Greene, D J Henderson, G Mukherjee, R C Pardo, M Paul, T O Pennington, D Seweryniak, S Sinha, and Z Zhou, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 012701.
3. C L Jiang et al., *Phys. Lett. B* **640** (2004) 18.
4. A M Stefanini et al., *Phys. Rev. C* **92** (2015) 064607.
5. A B Balantekin, and N. Takigawam, *Rev. Mod. Phys.* **70** (1998) 77.
6. K Hagino, and N Takigawam, *Prog. Theor. Phys.* **128** (2012) 1061.
7. K Hagino, N Takigawa, M Dasgupta, D J Hinde, and J R Leigh, *Phys. Rev. C* **55** (1996) 276-284.
8. A Kyuz and A Winther, *Proceedings of the Enrico Fermi School of Physics, 1979, Course on Nuclear Structure and Heavy-Ion Reactions*, edited by R A Broglia, C H Dasso, and R Ricci North Holland, Amsterdam (1981).
9. G Montagnoli, A M Stefanini, et al., *Phys. Rev. C* **82** (2010) 064609.
10. S Misicu, and H Esbensen, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 112701.
11. S Misicu and H Esbensen, *Phys. Rev. C* **75** (2007) 034606.
12. R Gharaei, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **44** (2017) 045108.
13. H Esbensen, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 054608.
14. C L Jiang, K E Rehm, H Esbensen, et al., *Phys. Rev. Lett.* **81** (2010) 024611.
15. V Yu Denisov, *Phys. Rev. C* **89** (2014) 044604.
16. M Salehi and O N Ghodsi, *Chin. Phys. Lett.* **30** (2013) 042502.
17. I V J Lienhard, and V J H Lienhard, "A Heat Transfer Textbook", Phlogiston Press, Cambridge, Massachusetts, USA (2003).
18. A P Froba, S Will, and A Leipertz, *Int. J. Thermophys.* **21** (2000) 1225.
19. O N Ghodsi, and R Gharaei, *Phys. Rev. C* **88** (2013) 054617.
20. A Shrivastava, K Mahata V Nanal, S K Pandit, V V Parkar, P C Rout, N Dokania, K Ramachandran, A Kumar, A Chatterjee, and S Kailas, *Phys. Rev. C* **96** (2017) 034620.
21. A Shrivastava, K Mahata, S K Pandit, V Nanal, T Ichikawa, K Hagino, A Navin, C S Palshetkar, V V Parkar, K Ramachandran, P C Rout, Abhinav Kumar, A Chatterjee, S Kailas, *Phys. Lett. B* **755** (2016) 332.
22. M Dasgupta, D J Hinde, A Diaz-Torres, B Bouriquet, Catherine I Low, G J Milburn, and J O Newton, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 192701.
23. C L Jiang, B B Back, H Esbensen et al., *Phys. Lett. B* **640** (2006) 18.
24. D Ackermann, F Scarlassara, P Bednarczyk et al., *Nucl. Phys. A* **583** (1995) 129.
25. M Beckerman, J Ball, H. Enge et al., *Phys. Rev. C* **23** (1981) 1581.
26. A Mukherjee, M Dasgupta, D J Hinde, K Hagino, J R Leigh, J C Mein, C R Morton, J O Newton, and H Timmers, *Phys. Rev. C* **66** (2002) 034607.
27. R N Sagaidak, G N Kniajeva, I M Itkis et al., *Phys. Rev. C* **68** (2003) 014603.
28. G Montagnoli, A M Stefanini, L Corradi, S Courtin, E Fioretto, F Haas, D Lebhertz, F Scarlassara, R Silvestri, and S Szilner, *Phys. Rev. C* **82** (2010) 064609.
29. J Blocki, J Randrup, W J Swiatecki, and C F Tsang, *Ann. Phys. (NY)* **105** (1977) 427.

- Phys. Commun.* **123** (1999) 143.
37. S Raman, C W Nestor Jr., and P Tikkanen, *At. Data Nucl. Data Tables* **78** (2001) 1.
38. R H Spear, *At. Data Nucl. Data Tables* **42** (1989) 55.
39. E M Burbidge, G Burbidge, W Fowler, and F Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29** (1957) 547.
40. C L Jiang, K E Rehm, B B Back, and R V F Janssens, *Phys. Rev. C* **79** (2009) 044601.
30. I Dutt, and R K Puri, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 044615.
31. I Dutt, and R K Puri, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 064609.
32. W D Myers and W J Swiatecki, *Nucl. Phys.* **81** (1966) 1.
33. K. Hagino, N Rowley, and M Dasgupta, *Phys. Rev. C* **67** (2003) 054603.
34. R Kumari, K Rajeev Puri, *Nucl. Phys. A* **933** (2015) 135.
35. I Dutt, *Pramana J. Phys.* **76** (2011) 921.
36. K Hagino, N Rowley, and A T Kruppa, *Comput.*