



اهمیت اثرات اشباع ماده‌ی هسته‌ای در آنالیز سطح مقطع‌های همجوشی واکنش‌های ایزوتوپی

سنگین: بررسی سیستم‌های A^1S+A^2Pb

قرائی، رضا* - حسن زاده، حانیه

دانشگاه حکیم سبزواری، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده:

در مطالعه‌ی حاضر، اهمیت اثرات اشباع ماده‌ی هسته‌ای بر روی ویژگی‌های فرایند همجوشی را برای نخستین بار به نواحی جرمی سنگین گسترش دادیم. برای این منظور، از طریق چارچوب مدل دابل-فولدینگ نقش اثرات تراکم‌ناپذیری در برهم‌کنش‌های نوکلئونی را بر روی پتانسیل و سطح مقطع‌های همجوشی سه واکنش ایزوتوپی $^{34}S+^{204}Pb$ ، $^{36}S+^{204}Pb$ و $^{36}S+^{206}Pb$ مورد ارزیابی قرار دادیم. نتایج بدست آمده آشکار می‌سازد اعمال این اثرات باعث بهبود قابل توجه سطح مقطع‌های همجوشی بویژه در نواحی انرژی کم می‌شود. در این تحقیق بحث‌هایی در مورد وابستگی ایزوتوپی کمیت‌های مختلف نظیر ثابت تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای نیز صورت گرفته است.

کلمات کلیدی: واکنش‌های همجوشی سنگین، اثرات تراکم‌ناپذیری برهم‌کنش‌های نوکلئونی، مدل واپیچش-دوگانه

Importance of saturation effects of nuclear matter on the fusion cross sections of heavy isotopic reactions: A^1S+A^2Pb cases

Gharaei, Reza; Hasanzade, Haniyeh

Department of Physics, Sciences Faculty, Hakim Sabzevari University

Abstract:

For the first time, we extend the importance of the saturation effects of nuclear matter on the fusion reactions to heavy mass regions. For this aim, we have analyzed the role of incompressibility effects in the nucleon interactions in the potential and fusion cross sections of three isotopic systems $^{34}S+^{204}Pb$, $^{36}S+^{204}Pb$ and $^{36}S+^{206}Pb$ using the double-folding model. The obtained results reveal that the imposing these effects has a significant role in improving the fusion cross section especially at low energies. In this study, the isotopic dependence of various quantities such as nuclear matter incompressibility constant is also discussed.

Keywords: Heavy-mass fusion reactions, Incompressibility effects of nucleon interaction, Double-folding model

مقدمه:

در طول دهه‌های اخیر، آنالیز رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌های همجوشی همواره یکی از موضوعات مورد توجه دانشمندان فیزیک هسته‌ای بوده است، بعنوان مثال مراجع [۱-۵] را ملاحظه نمایید. شاید به جرات بتوان گفت که این کمیت یکی از تأثیرگذارترین فاکتورهای موجود در بحث مطالعات تئوری و تجربی واکنش‌های همجوشی یون-سنگین



به حساب می‌آید که امکان تحقیق بر روی آن در محدوده‌ی انرژی‌های مختلف بواسطه‌ی دسترسی به پرتوهای پایدار و یا حتی رادیواکتیو گوناگون فراهم شده است. در این بین، اندازه‌گیری و بررسی رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌های همجوشی در محدوده‌ی انرژی‌های خیلی پایین‌تر از سد کولنی از زمینه‌های تحقیقاتی کاملاً به روز محسوب می‌شود. نکته‌ی قابل توجه این است که دانشمندان با پیشرفت تکنیک‌های آزمایشگاهی و اندازه‌گیری داده‌های تجربی سطح مقطع همجوشی در این محدوده از انرژی‌های فرودی در حقیقت توانسته‌اند این داده‌ها را از حد معمول میلی-بارن (mb) به محدوده‌ی میکرو-بارن (μb) و یا حتی نانو-بارن (nb) گسترش دهند [۴-۱]. نتایج تحقیقات انجام شده در مقالات مختلف آشکار می‌سازد که اثرات جفت شدگی میان حرکت نسبی هسته‌های هدف و پرتابه با درجات آزادی ذاتی آنها نظیر ارتعاشات سطحی کم‌انرژی که امروزه آنرا با نام "اثرات جفت شدگی کانال‌ها" (CC) می‌شناسند نقش بسزایی در محاسبه‌ی دقیق سطح مقطع‌های همجوشی یون-سنگین در محدوده انرژی‌های پایین سد همجوشی دارد. اما بررسی‌های انجام شده حاکی از آن است که محاسبات CC همراه با مدل‌های استاندارد پتانسیل، قادر به توصیف داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع همجوشی در محدوده‌ی μb و پایین‌تر نمی‌باشند. گسترش تحقیقات در این زمینه نشان داد که وجود اثرات مربوط به اصل طرد پاولی در برهم‌کنش‌های نوکلئون-نوکلئون را می‌توان بعنوان یکی از دلایل فیزیکی قابل قبول برای پیش‌بینی داده‌های تجربی سطح مقطع همجوشی در نواحی انرژی‌های خیلی کم برگزید [۶,۷]. در حقیقت بواسطه‌ی وجود این اصل که از همپوشانی توابع موج دو سیستم فرمیونی ممانعت می‌کند انتظار داریم پتانسیل برهم‌کنشی میان دو هسته‌ی برخوردکننده شامل یک مغزی دافعه باشد که به نوعی تأییدکننده‌ی خاصیت تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای می‌باشد. در سال ۲۰۰۶ محققان مرجع [۲]، بر پایه‌ی دیدگاه میکروسکوپی دابل-فولدینگ (DF)، برای نخستین بار به بررسی اهمیت نقش اثرات ماده‌ی هسته‌ای در پیش‌بینی داده‌های تجربی سطح مقطع همجوشی برای واکنش همجوشی یون-سنگین $^{64}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ پرداختند که به محدوده‌ی میکرو-بارن گسترش یافته بود. در ادامه نیز تحقیقات مختلفی در این زمینه برای تعداد قابل توجهی از واکنش‌های همجوشی صورت گرفته است که همگی آنها در محدوده‌ی $Z_1 Z_2 \leq 1176$ قرار دارند. نتایج حاصله آشکار می‌سازد که با شبیه‌سازی اثرات تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای در برهم‌کنش‌های نوکلئون-نوکلئون قادر خواهیم بود تا رفتار داده‌های تجربی سطح مقطع همجوشی در محدوده‌ی انرژی‌های بمبارانی کم را با دقت خوبی بازتولید کنیم. سوالی که در این بین مطرح می‌شود این است که در صورت تعمیم مطالعات انجام شده به نواحی جرمی سنگین‌تر آیا باز هم می‌توان از اثرات تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای بعنوان یک دلیل فیزیکی قابل قبول برای توجیه رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌ها در محدوده‌ی انرژی‌ها کم نام برد؟ برای دستیابی به پاسخ مناسب، قصد داریم تا برای نخستین بار به بررسی نقش اثرات مذکور در آنالیز سطح مقطع‌های همجوشی واکنش‌های $^{34}\text{S} + ^{204}\text{Pb}$ ، $^{36}\text{S} + ^{204}\text{Pb}$ و $^{36}\text{S} + ^{206}\text{Pb}$ بپردازیم. لازم به ذکر است که با توجه به شرط $Z_1 Z_2 = 1312$ برای



حاصل ضرب اعداد اتمی هسته‌های شرکت‌کننده در این واکنش‌ها می‌توان نتیجه گرفت که این انتخاب‌ها نسبت به سیستم‌هایی که تاکنون در این زمینه مورد مطالعه قرار گرفته‌اند بطور قابل توجهی سنگین‌ترند. برای شبیه‌سازی اثرات مغز دافعه در برهم‌کنش‌های نوکلئون-نوکلئون از مدل میکروسکوپی DF و رویکرد معرفی شده در مرجع [۷] بهره گرفته‌ایم. از طرفی وجود ایزوتوپ‌های گوگرد و سرب بعنوان هسته‌های شرکت‌کننده در واکنش، بررسی وابستگی ایزوتوپی کمیت‌های مختلف حاصل از آنالیز سطح مقطع‌های همجوشی را ممکن می‌سازد. خاطر نشان می‌شود تلاش‌هایی که تاکنون برای پیش‌بینی داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع در واکنش‌های انتخابی صورت گرفته است برپایه‌ی مدل‌های پتانسیل پدیدار شناختی می‌باشند که از لحاظ فیزیکی قابل توجیه نیستند [۸]. وجود چنین نقیصه‌هایی انگیزه‌ی ما را برای انجام تحقیق حاضر براساس مدل پتانسیلی پرکاربردی همچون مدل DF افزایش می‌دهد.

روش کار:

در گام نخست از محاسبات این تحقیق، قصد داریم تا پتانسیل برهم‌کنشی را در طول همجوشی برپایه مدل میکروسکوپی DF محاسبه نماییم. براساس فرمالیزم ارائه شده برای این مدل، قدرت پتانسیل هسته‌ای میان هسته‌های هدف و پرتابه در طول فرایند همجوشی از طریق رابطه‌ی انتگرالی زیر قابل محاسبه می‌باشد [۹]،

$$V_{DF}(\mathbf{R}) = \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \rho_1(\mathbf{r}_1) v_{NN}(\mathbf{r}_{12} = \mathbf{R} + \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \rho_2(\mathbf{r}_2) \quad (1)$$

همانگونه که مشاهده می‌گردد انتگرال فوق شامل دو بخش اصلی است. (۱) تابع توزیع چگالی هسته‌های شرکت‌کننده $\rho_i(\mathbf{r}_i)$ که در این مطالعه برای پارامترسازی آنها از تابع توزیع دو پارامتری فرمی-دیراک بهره گرفته‌ایم [۱۰]. (۲) بخش قدرت برهم‌کنش‌های نوکلئون-نوکلئون، v_{NN} که برای تعیین آن از برهم‌کنش‌های وابسته به چگالی M3Y-Paris استفاده کردیم [۹]. موضوع دومی که در محاسبات این پروژه با آن مواجه هستیم شبیه‌سازی اثرات تراکم ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای (یا اثرات مغزی دافعه) در برهم‌کنش‌های نوکلئون-نوکلئون می‌باشد. محققان برای انجام این مهم از پتانسیل DF و فرم پیشنهادی $v_{rep}(\mathbf{r}_{12}) = V_{rep}\delta(\mathbf{r}_{12})$ برای بخش مرکزی آن بهره گرفته‌اند [۱۱]. با این تفاسیر قدرت پتانسیل مغز دافعه به هنگام همپوشانی کامل دو هسته از طریق رابطه‌ی ارائه شده در ذیل قابل محاسبه می‌باشد،

$$V_{rep}(\mathbf{R} = 0) = V_{rep} \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \rho_1(\mathbf{r}_1) \delta(\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \rho_2(\mathbf{r}_2) \quad (2)$$

نکته‌ی مهم این است که در محاسبات بخش دافعه فرض می‌شود که پارامتر پخشیدگی توزیع‌های چگالی هسته‌های برهم‌کنشی برابر a_{rep} باشد. با این فرض، در مجموع با دو پارامتر قابل تنظیم a_{rep} و V_{rep} برای مدل‌سازی اثرات دافعه مغزی مواجه هستیم که برای تعیین آنها علاوه بر ملاک قراردادن میزان توافق میان داده‌های تئوری و تجربی سطح مقطع‌های همجوشی می‌توان از شرط پیشنهادی $V_N(\mathbf{R}=0) = \Delta U$ کمک گرفت که در آن $\Delta U = 2A_p[\varepsilon(2\rho_0) - \varepsilon(\rho_0)]$ میزان افزایش



انرژی سیستم بدلیل افزایش چگالی آن در طول فرایند همجوشی می‌باشد [۱۲]. برای آگاهی از میزان قدرت ثابت تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای K در هر از واکنش از تعریف $K = 9(\rho^2 \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \rho^2})_{\rho=\rho_0}$ استفاده کردیم که در آن $\epsilon(\rho)$ انرژی بستگی هر نوکلئون است و براساس معادله‌ی حالت توماس-فرمی تعیین می‌شود [۱۳].

نتایج:

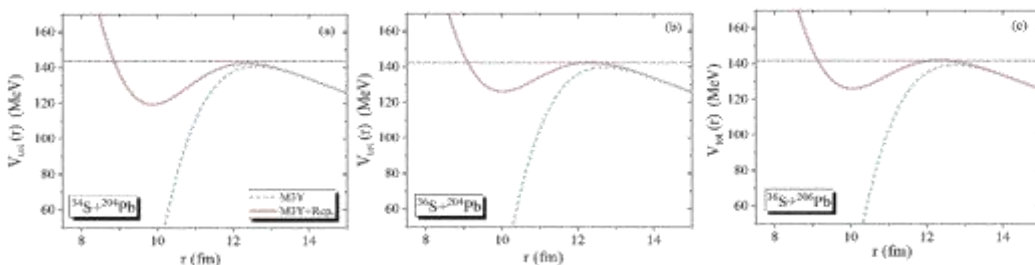
همانگونه که در بخش‌های قبل نیز بدان اشاره شد مهمترین هدف از انجام تحقیق حاضر بررسی میزان اهمیت شبیه‌سازی اثرات تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای بر روی پتانسیل برهم‌کنشی و در نتیجه سطح مقطع همجوشی سه واکنش ایزوتوپی $^{34}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ ، $^{36}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ و $^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$ می‌باشد. درحقیقت، نشان خواهیم داد که انتخاب شکل صحیحی از پتانسیل هسته‌ای چگونه موجب خواهد شد تا پیش‌بینی‌های حاصل برای سطح مقطع‌های همجوشی در سیستم‌های برخوردکننده‌ی انتخابی تا حد امکان به داده‌های تجربی متناظر بویژه در محدوده‌ی انرژی‌های کم نزدیک باشد. برای این واکنش‌ها حاصل ضرب $Z_1 Z_2 = 1312$ می‌باشد و از طرفی همگی آنها در شرط $Q < 0$ صدق می‌کنند. در مطالعات قبلی، محققان تلاش کردند تا با استفاده از پتانسیل‌های وودس-سکسون کاملاً پخشیده (با پارامتر پخشیدگی حدود $a \approx 1.65 \text{ fm}$) و عمیق ($V_0 = 200 \text{ MeV}$) همراه با محاسبات CC به بررسی رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع در این سه واکنش پردازند [۸]. نتایج بدست آمده حاکی از آن است که با وجود انتخاب مقادیر بزرگ برای پارامترهای پخشیدگی و عمق پتانسیل، مقادیر تجربی سطح مقطع در حد انرژی‌های پایین‌تر از سد همجوشی دست کم برای دو واکنش $^{34}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ و $^{36}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ بخوبی بازتولید نشده‌اند. این در حالی است که مطالعات تئوری مختلف ثابت می‌کنند مادامی که محاسبات CC با مدل میکروسکوپیکی DF (که از طریق اعمال اثرات تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای اصلاح شده باشد) همراه شوند، توافق قابل قبولی میان داده‌های تئوری و تجربی سطح مقطع همجوشی بویژه در حد انرژی‌ها کم بدست خواهد آمد. تحت این شرایط، با هدف دستیابی به پیش‌بینی‌های دقیق‌تر برای رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌های همجوشی در واکنش‌های انتخابی خود، ابتدا پتانسیل‌های برهم‌کنشی را برپایه‌ی مدل DF بدست آورده و سپس اصلاحات مربوط به شبیه‌سازی اثرات تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای را بر روی نتایج حاصل از این مدل اعمال کردیم. مقادیر بدست آمده برای پارامترهای دافعه به همراه ثابت تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای واکنش‌های $^{34}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ ، $^{36}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ و $^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$ در جدول (۱) لیست شده‌اند. در این جدول همچنین مقادیر عمق پتانسیل در مدل اصلاح شده‌ی DF و ارتفاع سد حاصل از مدل‌های مختلف به ترتیب از طریق پارامترهای V_{pocket} و V_{B} نمایش داده شده‌اند.



جدول (۱) لیست مقادیر بدست آمده برای پارامترهای دافعه، ارتفاع سد و محل دره برای واکنش‌های مختلف.

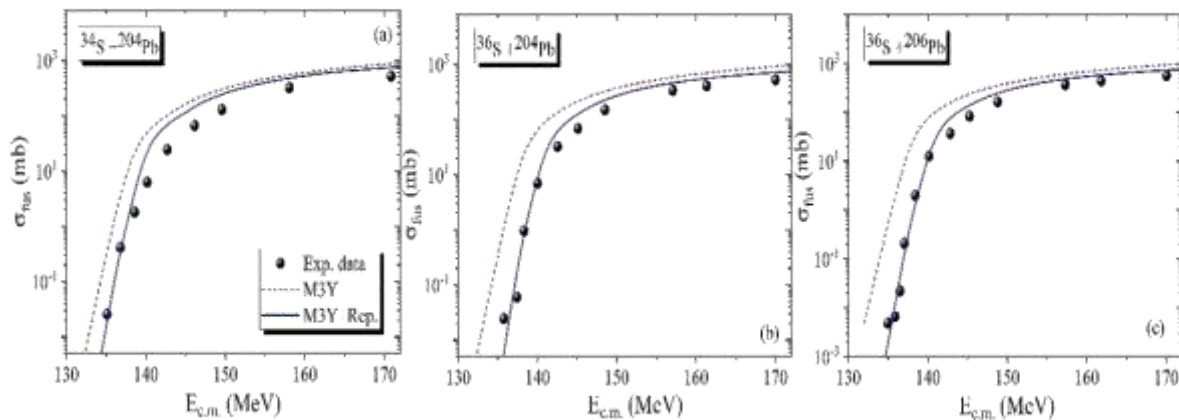
Reaction	a_{rep} (fm)	V_{rep} (MeV)	K (MeV)	V_{pocket} (MeV)	V_B (M3Y)	V_B (M3Y+Rep.)
$^{34}\text{S}+^{204}\text{Pb}$	۰,۴۳۲	۵۵۴,۸	۲۲۲,۴۴	۱۱۹,۴۷	۱۴۰,۸۳	۱۴۲,۴۰
$^{36}\text{S}+^{204}\text{Pb}$	۰,۴۶۲	۵۵۶,۵	۲۲۱,۵۰	۱۲۶,۷۹	۱۳۹,۸۴	۱۴۲,۳۶
$^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$	۰,۴۶۴	۵۵۶,۱	۲۲۰,۵۴	۱۲۶,۸۵	۱۳۹,۵۲	۱۴۲,۱۰

رفتار شعاعی پتانسیل برهم‌کنشی کل براساس مدل M3Y-DF قبل و بعد از اعمال اثرات ماده‌ی هسته‌ای برای هر سه واکنش انتخابی در شکل (۱) نمایش داده شده است. نتایج بدست آمده آشکار می‌سازد که نسخه‌ی اصلی مدل DF شکل پتانسیل را در فواصل شعاعی کم کاملاً جاذبه پیش‌بینی می‌کند. واضح است که وجود چنین رفتاری در پتانسیل برهم‌کنشی پدیده‌ای غیرفیزیکی است و بنابراین مدل مورد بحث از این جنبه نیاز به اصلاح دارد. پس از اعمال اثرات مغزی دافعه بر روی پتانسیل برهم‌کنشی، فروفتگی‌های کم عمقی در نواحی داخلی پتانسیل ظاهر می‌شود که با شرایط فیزیکی حاکم بر برهم‌کنش‌های نوکلئون-نوکلئون در طول فرایند همجوشی کاملاً همخوانی دارد. مقادیر بدست آمده برای عمق پتانسیل در مدل اصلاح شده‌ی DF (یعنی M3Y+Rep.) برای هر یک از واکنش‌های همجوشی در جدول (۱) قابل مشاهده می‌باشند. براساس شواهد بدست آمده بیشترین و کمترین عمق پتانسیل به ترتیب به واکنش‌های همجوشی $^{34}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ با $V_{pocket}=119,47$ MeV و $^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$ با $V_{pocket}=126,85$ MeV اختصاص دارند. نکته‌ی قابل توجه دیگری که از بررسی شکل (۱) حاصل می‌شود این است که اعمال اثرات اصلاحی ماده‌ی هسته‌ای بر روی نواحی اطراف سد پتانسیل نیز تأثیرگذار است و باعث افزایش ارتفاع سد در مدل اصلاح شده‌ی DF و نزدیک‌تر شدن مقادیر آن به داده‌های متناظر گزارش شده در مرجع [۸] می‌شود.

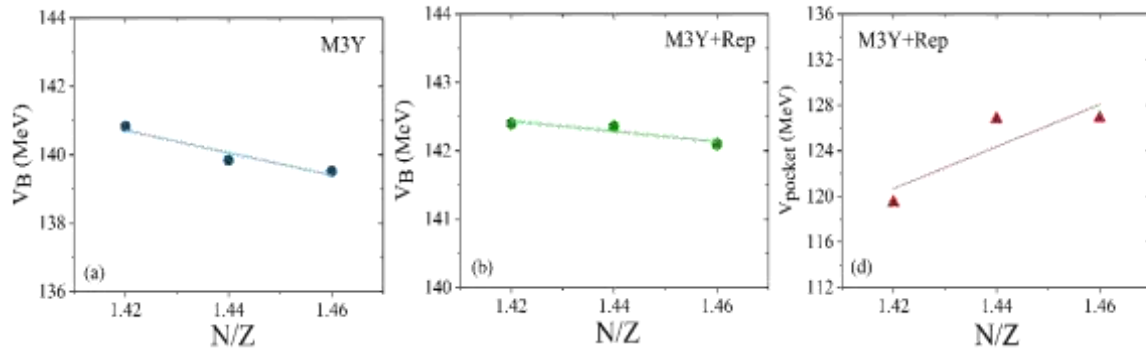


شکل (۱) رفتار شعاعی پتانسیل برهم‌کنشی کل برپایه‌ی مدل M3Y-DF قبل و بعد اعمال اثرات شبیه‌سازی مغزی دافعه برای سه واکنش همجوشی الف) $^{34}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ ، ب) $^{36}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ و ج) $^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$. خطوط نقطه چین افقی در هر بخش محل ارتفاع سد حاصل از پتانسیل وودس-سکسون مورد استفاده در مرجع [۸] می‌باشد.

در این مرحله قصد داریم به بررسی نقش اثرات شبیه‌سازی مغز دافعه در برهم‌کنش‌های نوکلئونی بر روی رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع همجوشی در واکنش‌های انتخابی خود بپردازیم. لازم به ذکر است که در این تحقیق برای محاسبه‌ی مقادیر تئوری سطح مقطع همجوشی از دیدگاه CC با در نظر گرفتن اثرات جفت‌شدگی با ترازهای برانگیخته کم انرژی 3^+ و 3^- بهره گرفته‌ایم که مشخصات ساختاری مربوط به هر یک از این ترازها در هسته‌های برهم‌کنشی از طریق مرجع [۱۴، ۱۵] استخراج شده‌اند. در شکل (۲) مقادیر تئوری سطح مقطع همجوشی بر پایه‌ی مدل‌های پتانسیل M3Y و M3Y+Rep. با داده‌های تجربی متناظر برای هر یک از سه واکنش همجوشی $^{34}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ ، $^{36}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ و $^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$ مقایسه شده‌اند. نتیجه این مقایسه آشکار می‌سازد که مدل DF در مورد تمامی سیستم‌های مورد بررسی مقادیر سطح مقطع همجوشی را بالاتر از داده‌های متناظر آزمایشگاهی پیش‌بینی می‌کند. این در حالی است که پس از اعمال اثرات تراکم‌ناپذیری بر روی نتایج حاصل از این مدل همخوانی قابل قبولی با این داده‌ها بویژه در نواحی انرژی کم حاصل می‌شود. در ادامه قصد داریم به بررسی رفتار ایزوتوپی پارامترهای مختلف موجود در طی فرایند شبیه‌سازی اثرات تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای بپردازیم. برای این منظور در گام نخست رفتار مقادیر بدست آمده‌ی ارتفاع سد V_B و همچنین محل دره‌ی V_{pocket} حاصل از مدل‌های M3Y و M3Y+Rep. را برحسب نسبت N/Z هسته‌ی مرکب هر کدام از واکنش‌های انتخابی در شکل (۳) رسم نموده‌ایم.

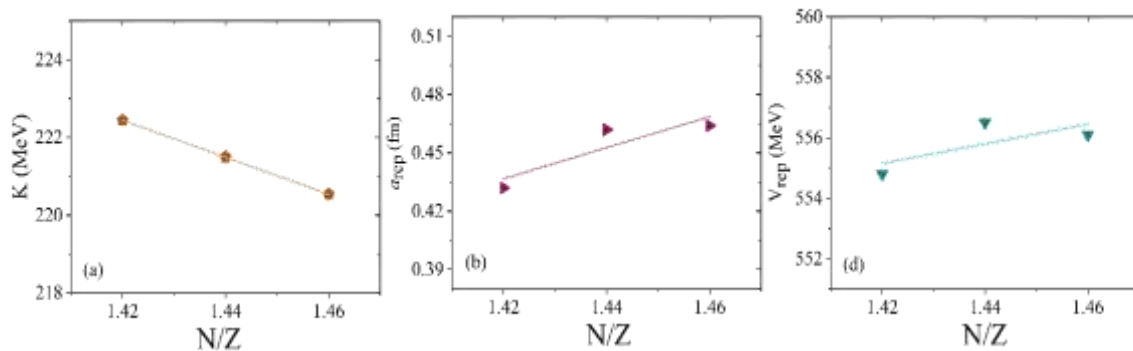


شکل (۲) مقایسه مقادیر تئوری سطح مقطع همجوشی حاصل از دو مدل M3Y و M3Y+Rep. با داده‌های متناظر آزمایشگاهی برای سه واکنش همجوشی الف) $^{34}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ ، ب) $^{36}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ و ج) $^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$



شکل (۳) رفتار مقادیر الف) ارتفاع سد حاصل از مدل M3Y، ب) ارتفاع سد حاصل از مدل M3Y+Rep و ج) عمق پتانسیل حاصل از مدل M3Y+Rep برحسب نسبت N/Z سه واکنش همجوشی انتخابی.

در مرحله‌ی بعد برای تحقیق وابستگی ایزوتوبی پارامترهای دافعه و همچنین ثابت تراکم‌ناپذیری K، در شکل (۴)، رفتار این کمیت‌ها را برحسب نسبت N/Z واکنش‌های انتخابی رسم نمودیم.



شکل (۴) رفتار مقادیر الف) ثابت تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای، ب) پارامتر پخشیدگی a_{rep} و ج) پارامتر قدرت دافعه V_{rep} حاصل از شبیه‌سازی اثرات مغزی دافعه برحسب نسبت N/Z سه واکنش همجوشی انتخابی.

نتایج بدست آمده آشکار می‌سازد که با افزایش تعداد نوترون‌ها از میزان تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای در ناحیه‌ی همپوشانی هسته‌ها کاهش می‌یابد و این موضوع نیز به نوبه خود باعث افزایش مقادیر پارامترهای دافعه می‌شود.

بحث و نتیجه‌گیری:

اهمیت اثرات شبیه‌سازی مغز دافعه در واکنش‌های همجوشی را برای نخستین بار برای محدوده‌ی جرمی سنگین مورد ارزیابی قرار دادیم. برای دستیابی به این هدف، رویکرد ارائه شده در مرجع [۷] را برای شبیه‌سازی این اثرات در واکنش‌های همجوشی $^{34}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ ، $^{36}\text{S}+^{204}\text{Pb}$ و $^{36}\text{S}+^{206}\text{Pb}$ مورد استفاده قرار دادیم. نتایج بدست آمده در این تحقیق را



می‌توان به شکل زیر خلاصه کرد. (۱) نتایج شبیه‌سازی اثرات تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای در برهم‌کنش‌های نوکلئونی برای سیستم‌های همجوشی انتخابی نشان می‌دهد که با اعمال این اثرات پتانسیل برهم‌کنشی هم در نواحی داخلی و هم در اطراف سد دچار تغییر می‌شود. این تغییر در فواصل شعاعی کم بصورت ظهور فرورفتگی‌های کم عمق در مدل M3Y+Rep نسبت به مدل M3Y ظاهر می‌شود. علاوه بر این، نتایج شکل (۱) آشکار می‌سازند که مدل اصلاح شده‌ی DF در واکنش‌های همجوشی سنگین دارای ارتفاع سدهای بالاتری نسبت به نسخه‌ی اصلی آن است. موضوعی که قبلاً برای سیستم‌های سبک‌تر نیز به اثبات رسیده است. (۲) مقایسه مقادیر تئوری و تجربی سطح مقطع‌های همجوشی در هر یک از سه واکنش انتخابی ثابت کرد که وجود اثرات اشباع ماده‌ی هسته‌ای (و به نوعی اثرات طرد پاولی) در برهم‌کنش‌های نوکلئونی باعث بهبود توافق میان این داده‌ها در نواحی جرمی سنگین می‌شود. (۳) بررسی وابستگی ایزوتوپی کمیت‌ها مختلف نظیر پارامترهای دافعه نشان داد با افزایش نوترون در ناحیه‌ی همپوشانی هسته‌های برهم‌کنشی اثرات تراکم‌ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای کاهش می‌یابد در حالیکه قدرت دافعه‌ی هسته‌ای افزایش می‌یابد.

مراجع:

- [1] C. L. Jiang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 052701 (2002).
- [2] C. L. Jiang *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 012701 (2004).
- [3] C. L. Jiang *et al.*, Phys. Lett. B **640**, 18 (2006).
- [4] G. Montagnoli, A. M. Stefanini *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 064609 (2010).
- [5] R. Gharaei, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **44**, 045108 (2017).
- [6] S. Misicu, and H. Esbensen, Phys. Rev. Lett. **96** 112701 (2006).
- [7] S. Misicu, and H. Esbensen, Phys. Rev. C **75** 034606 (2007).
- [8] J. Khuyagbaatar, K. Nishio, *et al.*, Phys. Rev C **86**, 064602 (2012).
- [9] G. R. Satchler, W. G Love, Physics Reports **55**, 183 (1979).
- [10] W. M. Seif, and H. Mansour, Int. J. Mod. Phys. E **24**, 1550083 (2015).
- [11] E. Uegaki, and Y. Abe, Prog. Theor. Phys. **90**, 615 (1993).
- [12] H. Esbensen and S. Misicu, Phys. Rev. C **76** 054609 (2007).
- [13] W. D. Myers and W. J. Swiatecki, Phys. Rev. C **57** 3020 (1998).
- [14] S. Raman, C. W. Nestor Jr., and P. Tikkanen, At. Data Nucl. Data Tables **78**, 1 (2001).
- [15] R. H. Spear, At. Data Nucl. Data Tables **42**, 55 (1989).