



مطالعه واکنش هسته‌های غنی از نوترون با استفاده از مدل دینامیکی ImQMD

وحید زنگانه، عبدالمجید ایزدپناه و ماریا احمدی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه گلستان، گرگان

پست الکترونیکی: a.izadpanah@gu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۰۹/۲۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۸/۱۲/۲۲)

چکیده

در این پژوهش با استفاده از مدل دینامیک مولکولی کوانتومی تعمیم یافته (ImQMD) واکنش‌های همجوشی هسته‌های غنی از نوترون مطالعه شده است. ابتدا درستی نتایج به دست آمده با استفاده از مجموعه پارامترهای IQ3a برای توابع برانگیخته همجوشی واکنش‌های $^{16}\text{O}+^{92}\text{Zr}$ ، $^{40}\text{Ca}+^{46}\text{Ti}$ و $^{16}\text{O}+^{152}\text{Sm}$ تحقیق شد. نتایج به دست آمده بازتولید و سازگاری خوب نتایج با داده‌های تجربی را نشان داد. همچنین مقایسه‌ای بین نتایج به دست آمده با نتایج نظری مبتنی بر محاسبات کانال جفت شده انجام شد. سپس تحول زمانی چگالی‌های واکنش‌های $^{16}\text{O}+^{59}\text{Co}$ و $^{32}\text{S}+^{96}\text{Zr}$ که در آنها هسته‌های هدف، هسته‌های غنی از نوترون هستند، مورد مطالعه قرار گرفت و سطح مقطع‌های همجوشی به روش دینامیکی محاسبه شد. دیده شد که سطح مقطع‌های همجوشی این واکنش‌ها در انرژی‌های نزدیک سد کولنی با استفاده از مدل ImQMD به خوبی بازتولید می‌شوند.

واژه‌های کلیدی: هسته‌های غنی از نوترون، مدل دینامیکی ImQMD، مدل کانال جفت شده، سطح مقطع همجوشی، نیروی اسکریم

۱. مقدمه

نوترون پایین‌تر بوده و احتمال همجوشی آنها بیشتر است. به همین دلیل این هسته‌ها گزینه مناسبی برای سنتز هسته‌های ابرسنگین هستند. مدل‌های دینامیکی و استاتیکی گوناگونی مانند دابل فولدینگ^۱ و پیرامونی^۲ برای مطالعه برهم‌کنش هسته‌های غنی از نوترون ارائه شده است که در بین آنها، به خاطر برآورده نشدن اثر طرد پائولی در مدل‌های استاتیکی، مطالعات دینامیکی اهمیت ویژه‌ای پیدا کرده‌اند و انگیزه اصلی ما برای انجام این پژوهش است. برخی از مدل‌های دینامیکی که در مطالعات ساختار هسته‌ای، و برهم‌کنش‌ها، هسته‌ای، به کار می‌روند

در سال‌های اخیر ساختن هسته‌های ابرسنگین به روش همجوشی یون‌های سنگین غنی از نوترون، به صورت نظری و تجربی بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۱-۴]. مطالعه هسته‌های غنی از نوترون به دلیل نوترون‌های اضافه سطحی و بروز برخی ویژگی‌های هسته‌ای که در هسته‌های $N \approx Z$ مشاهده نمی‌شوند، اطلاعات جدیدی از ساختار هسته‌ها و برهم‌کنش‌های آنها در اختیار محققین قرار می‌دهد. همچنین با توجه به افزایش نیروی هسته‌ای در برهم‌کنش این هسته‌ها در مقایسه با نیروی کولنی، سدپتانسیل همجوشی هسته‌های غنی از

۱. Double Folding

۲. Proximity

۳- در مدل QMD پهنای تابع موج گوسی مربوط به هر نوکلئون، برای واکنش‌های مختلف یکسان در نظر گرفته می‌شود در حالی که در مدل ImQMD این پارامتر وابسته به نوع برهم‌کنش است.

در کار قبلی با استفاده از مدل ImQMD، مجموعه پارامترهای IQ³ و SKP* را برای توصیف واکنش‌های همجوشی یون‌های سنگین و روند ایجاد پاره‌های شکافت به کار برده‌ایم [۱۳]. این مجموعه پارامترها بر اساس ضریب تراکم‌ناپذیری ۱۹۵ MeV و ۲۲۵ MeV تنظیم شده‌اند و بر روی همجوشی یون‌های سنگین و فرایند توزیع جرمی پاره‌های شکافت مورد ارزیابی قرار گرفته‌اند. در این مقاله در نظر داریم با توجه به اهمیت اثرات طرد پائولی برای دستگاه‌های فرمیونی، با استفاده از ضرایب IQ^{3a} که شکل تصحیح شده مجموعه IQ³ است، به مطالعه دینامیکی واکنش هسته‌های غنی از نوترون و واکنش‌های $^{16}\text{O} + ^{59}\text{Co}$ و $^{32}\text{S} + ^{96}\text{Zr}$ پردازیم. در بخش بعدی مختصری از مدل ImQMD را خواهیم آورد سپس به بررسی واکنش‌های مورد نظر به صورت دینامیکی پرداخته و سرانجام تحلیل نتایج را ارائه خواهیم کرد.

۲. مدل ImQMD و نتایج

در این مدل مانند مدل اصلی QMD به هر نوکلئون یک تابع موج گوسی منسوب می‌شود و تابع توزیع چگالی ρ به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\rho(r) = \sum \frac{1}{(r\pi\sigma_r^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(r-r_i)^2}{r\sigma_r^2}\right], \quad (1)$$

در این رابطه، σ_r میزان پهن‌شدگی تابع را نشان می‌دهد. مقدار این کمیت با شدت نیروهای بین نوکلئون‌ها و شعاع هسته رابطه مستقیم دارد. هامیلتونی H شامل مجموع انرژی جنبشی،

$$T = \sum \frac{p_i^2}{2m}$$

و انرژی پتانسیل U است:

$$H = T + U, \quad (2)$$

در محاسبات استاتیکی فرض بر این است که توزیع چگالی هسته‌های برخورد کننده در مدت زمان برهم‌کنش ثابت می‌ماند؛

عبارتند از: هارتری-فوک وابسته به زمان^۱ (TDHF) [۵ و ۶]، دینامیک مولکولی پادمقارنی^۲ (AMD)، دینامیک مولکولی فرمیونی^۳ (FMD)، دینامیک مولکولی کوانتومی^۴ (QMD) و دینامیک مولکولی کوانتومی اصلاح شده^۵ (ImQMD) [۷-۹].

یکی از کمیت‌های مهم در مطالعه برهم‌کنش همجوشی، سطح مقطع همجوشی است. سطح مقطع همجوشی در برهم‌کنش هسته‌ای را می‌توان با استفاده از مفهوم تونل زنی از سد پتانسیل استاتیکی محاسبه کرد [۱۰]. در انرژی‌های بیشتر از سد کولنی، سطح مقطع همجوشی را می‌توان با محاسبات TDHF بر اساس عملکرد تابع چگالی انرژی اسکریم توصیف کرد. اما در این مدل مشکلاتی برای تونل زنی تابع موج چند بعدی وجود دارد. در مدل‌های AMD، FMD و QMD می‌توان اثرات تغییر شکل هسته‌ها، اصل طرد پائولی و انتقال نوترونی را در نظر گرفت. اما مدل‌های AMD و FMD، به دلیل نیاز به پردازشگرهای بسیار پر سرعت، از لحاظ عملی نمی‌توان برای مطالعه هسته‌های سنگین به کار برد. مدل QMD برای مطالعه واکنش یون‌های سنگین نیز به کار می‌رود [۱۱]. این مدل برای شبیه‌سازی برخورد هسته‌های یون‌های سنگین در انرژی‌های متوسط و بالا نسبت به سد پتانسیل همجوشی، ارائه شده است [۷، ۱۰ و ۱۱]. مدل توسعه یافته این مدل موسوم به ImQMD است که در حقیقت نسخه تصحیح شده مدل QMD است. این مدل را می‌توان بر اساس چارچوب مدل QMD با برخی تغییرات به صورت زیر توصیف کرد:

۱- نیروی استاندارد اسکریم^۶ نه تنها برای توصیف ویژگی‌های حجمی بلکه برای توصیف ویژگی‌های سطح هسته به کار رفته است.

۲- اثرات پادمقارنی تابع موج با استفاده از الگوریتم اشغال حجم فضای فاز اعمال شده است [۱۲].

۱. Time-Dependent Hartree-Fock

۲. Antisymmetrized Molecular Dynamics

۳. Fermionic Molecular Dynamics

۴. Quantum Molecular Dynamic

۵. Improved Quantum Molecular Dynamics

۶. Skyrme Force

در این مقاله از مجموعه پارامترهای تصحیح شده IQ3a برای توصیف واکنش هسته‌های غنی از نوترون استفاده شده است. این مجموعه ضرائب، شکل تصحیح شده مجموعه IQ3 [۱۳] است که در جدول ۱ ارائه شده است.

تولید هسته‌های اولیه از مهم‌ترین بخش‌های محاسبات شبیه‌سازی دینامیکی است. با توجه به اهمیت پایداری هسته‌ها پیش از این که هسته‌های هدف و پرتابه وارد برهم‌کنش شوند لازم است که پایداری آنها در مدت زمان مورد نیاز برای انجام فرایند مورد شبیه‌سازی آزموده شود. مدت زمان آزمون برای این واکنش‌ها برابر (fm/c) ۳۰۰۰ در نظر گرفته شده است. در این بازه زمانی انرژی بستگی و R_{rms} تقریباً ثابت هستند. در این شبیه‌سازی توزیع مکانی نوکلئون‌های هر یک از هسته‌های پرتابه و هدف به طور جداگانه بر اساس تابع توزیع فرمی، $\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}$ ایجاد می‌شود. با استفاده از مدل

توماس-فرمی تعمیم یافته، توزیع تکانه نوکلئون‌ها به گونه‌ای در نظر گرفته می‌شود که تکانه کل در دستگاه مرکز جرم برابر صفر شود. با حل دستگاه معادلات جفت شده (معادلات ۳) به روش عددی ورتل برای همه نوکلئون‌های دستگاه پرتابه و هدف، تحول زمانی این دستگاه در زمان مورد نیاز برای انجام فرایند همجوشی بررسی می‌شود. مدت زمان تقریبی برای انجام فرایند همجوشی در حدود (fm/c) ۷۰۰ بر اساس نوع هسته‌ها است [۷]. با ثابت بودن انرژی بستگی و R_{rms} هسته‌های برهم‌کنش‌گر در مدت زمان مورد نیاز، درمی‌یابیم این هسته‌ها به خوبی در حالت پایه تولید شده‌اند و مجاز به مطالعه برهم‌کنش بین آنها هستیم.

به منظور نشان دادن بستگی واکنش همجوشی به انرژی برهم‌کنش، نتایج مربوط به توزیع چگالی هسته‌های برهم‌کنش‌گر در زمان‌های مختلف به ازای انرژی‌های ۵۰ MeV و $E_{CM} = ۴۵$ برای واکنش $^{16}\text{O} + ^{59}\text{Co}$ در شکل‌های ۱ و ۲ و همچنین نتایج مشابه برای واکنش $^{32}\text{S} + ^{96}\text{Zr}$ به ازای انرژی‌های ۹۰ و $E_{CM} = ۸۵$ در شکل‌های ۳ و ۴ ارائه شده است.

درحالی که در محاسبات دینامیکی، چگالی هسته‌ها با زمان تغییر می‌کند. با انتساب یک تابع موج گوسی به هر یک از نوکلئون‌های دستگاه می‌توان تحول زمانی نوکلئون‌های دستگاه را با معادلات هامیلتون بیان کرد:

$$\dot{r}_i = \frac{\partial \langle H \rangle}{\partial p_i}, \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial \langle H \rangle}{\partial r_i}, \quad (۳)$$

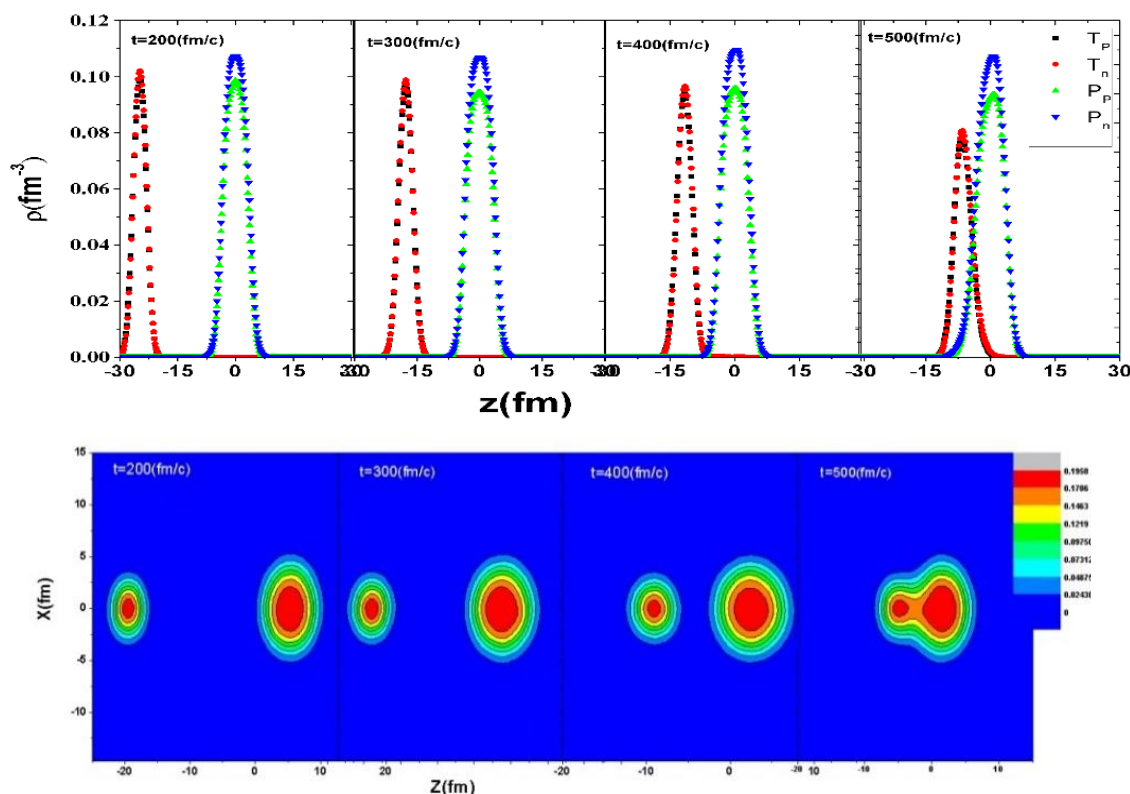
که در آن r_i و p_i مکان و تکانه ذره در فضای فاز است. انرژی پتانسیل برهم‌کنش مؤثر از نوع انرژی اسکریم است که مجموع انرژی برهم‌کنش کولنی و انرژی پتانسیل هسته‌ای $U = U_{loc} + U_{col}$ است. در این رابطه $U_{loc} = \int V_{loc}(r) dr$ است و V_{loc} چگالی انرژی پتانسیل هسته‌ای است که از برهم‌کنش مؤثر اسکریم به صورت زیر به دست آمده است:

$$V_{loc} = \frac{\alpha}{r} \frac{\rho^r}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma+1} \frac{\rho^{\gamma+1}}{\rho_0^{\gamma+1}} + \frac{g_{sur}}{r\rho_0} (\nabla \rho^r) + g_{\tau} \frac{\rho^{n+1}}{\rho_0^n} + \frac{C_s}{\rho_0} \left[\rho^r - K_s (\nabla \rho^r) \right] \delta^r, \quad (۴)$$

در رابطه بالا، جملات اول و دوم به ترتیب بخش دو جسمی و سه جسمی، جملات سوم و چهارم بخش سطحی و تصحیحی و $\delta = \frac{(\rho_n - \rho_p)}{(\rho_n + \rho_p)}$ ضریب ایزواسپین پادمتقارن است. یادآوری می‌کنیم که پتانسیل اسکریم، رابطه (۴)، یک پتانسیل پدیده شناختی است که قابلیت اعمال اثرات سطحی، نیروهای دو جسمی و سه جسمی و ایزواسپین نوکلئون‌ها را دارد و ضرایب ثابت آن (α, β, \dots) از حل معادلات هارتری-فوک و مقایسه آنها با ویژگی‌های ساختار هسته مانند انرژی بستگی، شعاع هسته، چهار قطبی الکتریکی و غیره تنظیم می‌شود و بر اساس ماده هسته‌ای مورد نظر نسخه‌های گوناگونی از آن ارائه شده است [۱۴ و ۱۵]. از آنجاکه در مدل QMD اثرات پادمتقارنی در تابع موج لحاظ نشده و معادلات کلاسیکی هستند، بنابراین انتظار داریم دستگاه در مدت تحول زمانی به صورت کلاسیکی رفتار کند. به منظور اعمال اثرات پادمتقارنی در این مدل با استفاده از الگوریتم اشغال فضای فاز [۱۲] قادر خواهیم بود با تقریب خوبی اثرات فرمیونی را به مدل دینامیکی QMD اضافه کنیم.

جدول ۱. ضرایب مورد استفاده برای نسخه‌های اسکریم IQ^۳ و IQ^۳a.

پارامتر	α (MeV)	β (MeV)	γ	g_{sur} (MeV fm ²)	g_{τ} (MeV)	η	C_s (MeV)	K_s (fm ²)	ρ_0 (fm ⁻³)	σ_0 (fm)	σ_1 (fm)
IQ ^۳ a	-۲۰۷	۱۳۸	۷/۶	۱۶/۵	۱۴	۵/۳	۳۴	۰/۴	۰/۱۶۵	۰/۹۴	۰/۰۲۰
IQ ^۳	-۲۰۷	۱۳۸	۷/۶	۱۸/۰	۱۴	۵/۳	۳۲	۰/۰۸	۰/۱۶۵	۰/۹۴	۰/۰۱۸

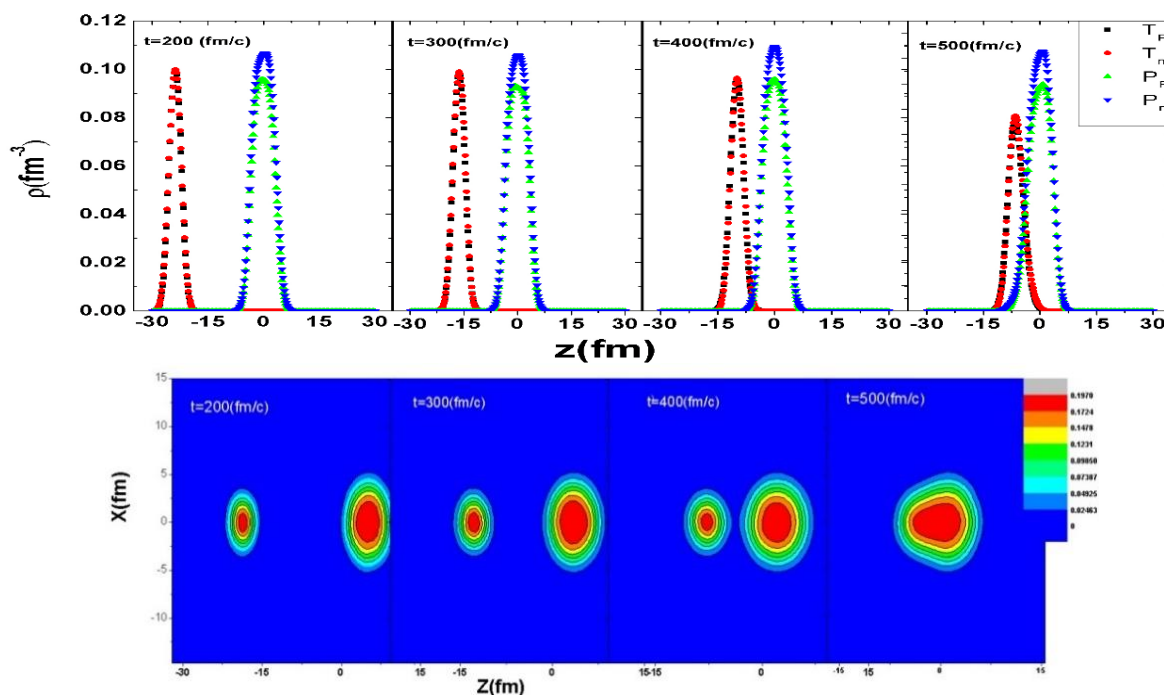


شکل ۱. مقایسه تحول زمانی چگالی هسته‌های برهم‌کنش $^{16}\text{O}+^{59}\text{Co}$ در انرژی ۴۵ MeV در زمان‌های $t=200$ (fm/c) و $t=300$ (fm/c) و $t=400$ (fm/c) و $t=500$ (fm/c) برای مجموعه پارامترهای IQ^۳a.

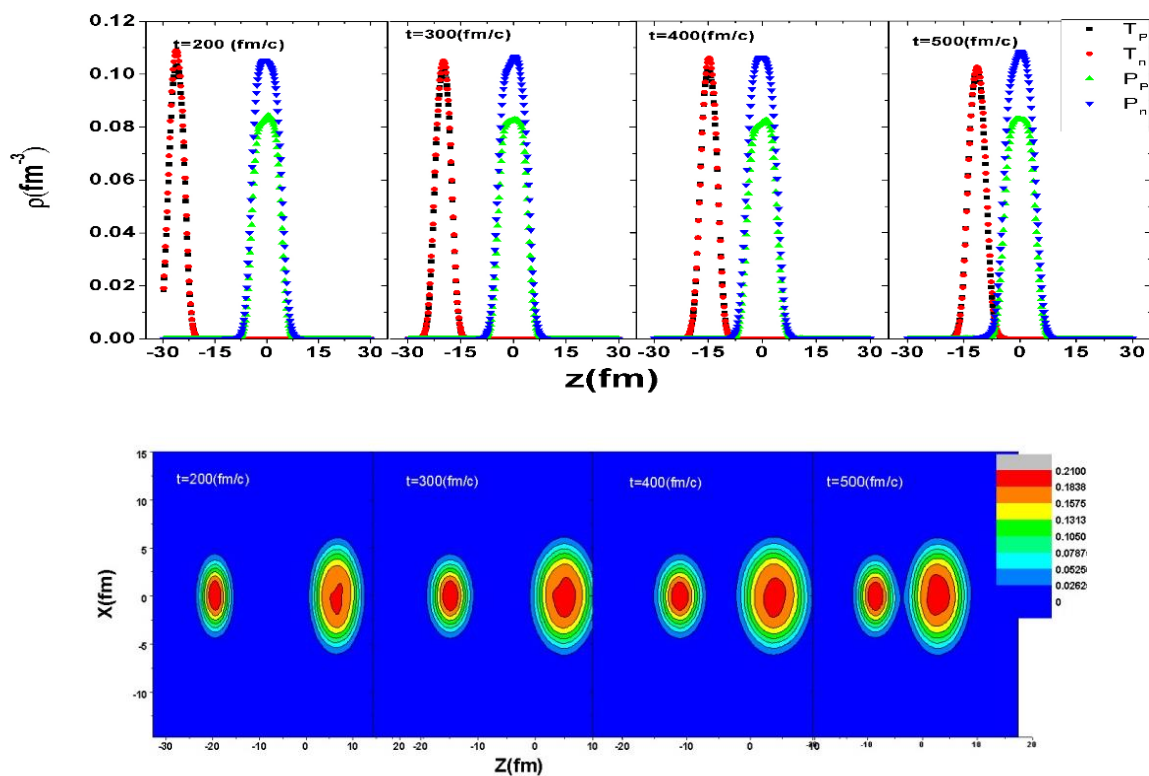
هسته‌ها با یکدیگر تماس برقرار کرده و ناحیه گردن^۱ شکل گرفته است. در این حالت تعدادی از نوکلئون‌ها می‌توانند بین هسته هدف و پرتابه جابه‌جا شوند؛ در حالی که در انرژی $E_{CM}=50$ MeV در زمان کمتری ناحیه گردن شکل گرفته و انتقال نوکلئون‌ها زودتر صورت می‌گیرد. همین نتیجه را می‌توان برای واکنش $^{32}\text{S} + ^{96}\text{Zr}$ نیز مشاهده کرد. برای این واکنش در زمان $t=500$ (fm/c) در انرژی ۸۵ MeV هنوز ناحیه گردن شکل نگرفته و نوکلئون انتقال پیدا نمی‌کند در صورتی که در

در شکل‌های ۱ تا ۴، توزیع چگالی نوترون هدف، P_n توزیع چگالی نوترون پرتابه، T_p توزیع چگالی پروتون هدف و P_p توزیع چگالی پروتون پرتابه هستند. از این شکل‌ها، برای مثال در واکنش $^{16}\text{O}+^{59}\text{Co}$ ، مشاهده می‌شود که در انرژی $E_{CM}=45$ MeV در زمان $t=200$ (fm/c) هسته‌های هدف و پرتابه با یکدیگر تماس پیدا نکرده‌اند. در زمان $t=400$ (fm/c) فاصله هسته‌ها کمتر و احتمال انتقال نوکلئون‌ها بین هسته هدف و پرتابه بیشتر می‌شود. سرانجام در زمان $t=500$ (fm/c)

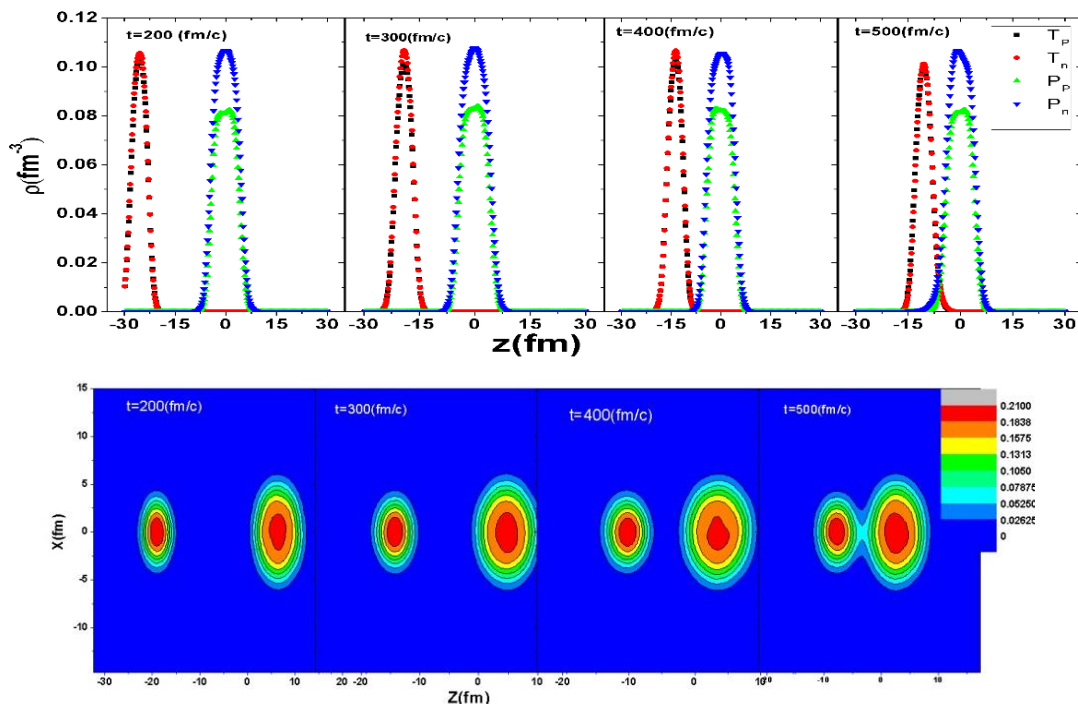
۱. Neck



شکل ۲. مقایسه تحول زمانی چگالی هسته‌های برهم‌کنش $^{16}\text{O}+^{59}\text{Co}$ در انرژی 50 MeV در زمان‌های $t=200\text{ (fm/c)}$ و $t=300\text{ (fm/c)}$ و $t=400\text{ (fm/c)}$ و $t=500\text{ (fm/c)}$ برای مجموعه پارامترهای IQ3a



شکل ۳. مقایسه تحول زمانی چگالی هسته‌های برهم‌کنش $^{32}\text{S}+^{96}\text{Zr}$ در انرژی 85 MeV در زمان‌های $t=200\text{ (fm/c)}$ و $t=300\text{ (fm/c)}$ و $t=400\text{ (fm/c)}$ و $t=500\text{ (fm/c)}$ برای مجموعه پارامترهای IQ3a



شکل ۴. مقایسه تحول زمانی چگالی هسته‌های برهم‌کنش $^{32}\text{S} + ^{46}\text{Zr}$ در انرژی 90 MeV در زمان‌های $t=200 \text{ (fm/c)}$ و $t=300 \text{ (fm/c)}$ و $t=400 \text{ (fm/c)}$ و $t=500 \text{ (fm/c)}$ برای مجموعه پارامترهای IQ3a.

است. همان طور که مشاهده می‌شود مقدار g_{fus} با افزایش پارامتر برخورد کاهش می‌یابد. این تغییر می‌تواند ناشی از این موضوع باشد که برخورد بین دو هسته از حالت مرکز به مرکز به برخورد پیرامونی کاهش یافته است و احتمال فرایندهای ناکشسان یا کشسان افزایش پیدا کرده است.

با محاسبه احتمال فرایند همجوشی، $g_{fus}(E, b)$ ، به ازای مقادیر مختلف انرژی E و پارامتر برخورد b ، سطح مقطع همجوشی به صورت دینامیکی قابل محاسبه است:

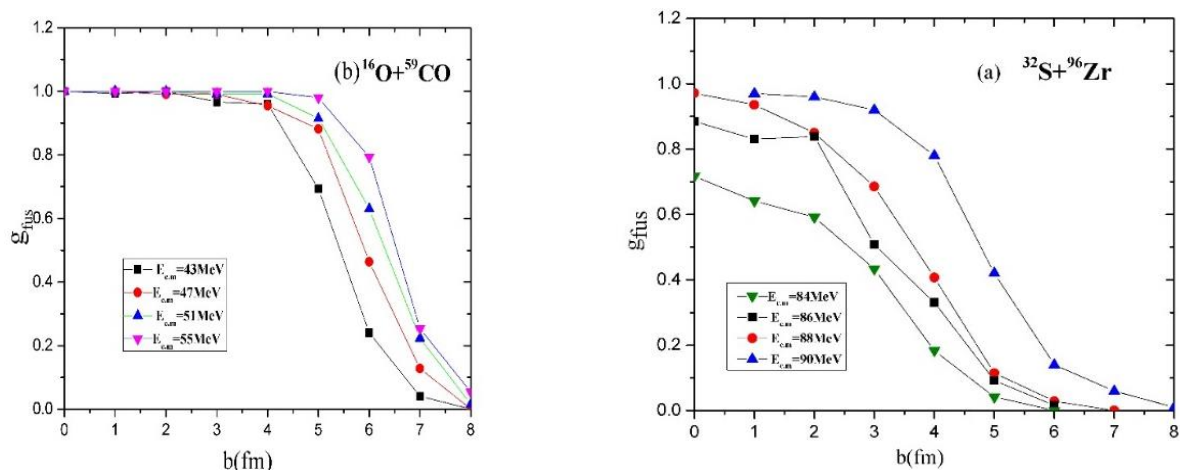
$$\begin{aligned} \sigma_{fus}(E) &= 2\pi \int_{b_{>0}}^{b_{max}} b g_{fus}(E, b) db \\ &= 2\pi \sum b g_{fus}(E, b) \Delta b, \end{aligned} \quad (6)$$

در رابطه بالا b پارامتر برخورد، E انرژی مرکز جرم و مقدار b_{max} پارامتر برخوردی است که در آن احتمال فرایند همجوشی نزدیک صفر است. مقدار این پارامتر به اندازه هسته بستگی دارد که در شکل ۵ کاملاً مشخص است. در اینجا فاصله اولیه بین پرتابه و هدف را 40 fm انتخاب کرده‌ایم.

انرژی 90 MeV انتقال نوکلئون اتفاق افتاده است. این مسئله اهمیت انرژی برهم‌کنش در فرایند همجوشی را به خوبی نشان می‌دهد. از میان هسته‌هایی که در شرایط اولیه و در حالت پایه تولید می‌شوند، آنهایی را انتخاب می‌کنیم که مقادیر R_{rms} و انرژی بستگی $\langle E_b \rangle$ متناظر برای آنها در مدت زمان مورد نظر برای فرایند همجوشی پایدار باشند. به ازای هر انرژی برهم‌کنش E و پارامتر برخورد b ، با دوران هسته‌های هدف و پرتابه به صورت تصادفی حول مرکز جرم تحت زاویه اولیه تعداد مشخصی حالت برهم‌کنش ایجاد می‌کنیم. در این محاسبات تعداد ۱۰۰ برهم‌کنش را انتخاب کرده و احتمال فرایند همجوشی (g_{fus}) را بر اساس الگوریتم مونت کارلو به ازای هر انرژی E و پارامتر برخورد b به صورت زیر محاسبه می‌کنیم [۷-۱۳]:

$$g_{fus}(E, b) = \frac{n}{N}, \quad (5)$$

در این رابطه، n تعداد فرایندهای همجوشی و N تعداد کل برهم‌کنش‌ها است. در شکل ۵ احتمال فرایند همجوشی برحسب E به ازای چند پارامتر برخورد مختلف رسم شده



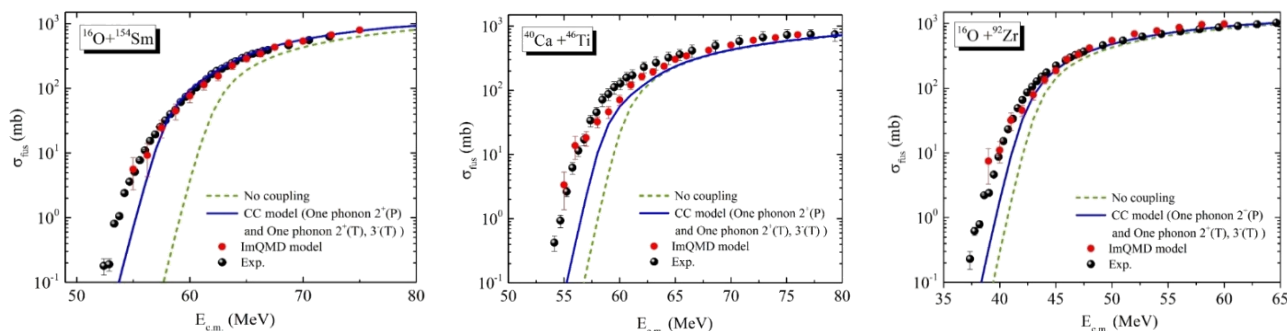
شکل ۵. احتمال فرایند همجوشی بر حسب پارامتر برخورد b به ازای انرژی‌های مختلف.

مجموعه ضرایب IQ^3a برای واکنش‌های غنی از نوترون $^{16}O + ^{59}Co$ و $^{32}S + ^{96}Zr$ محاسبه کرده و در شکل ۷ همراه با داده‌های آزمایشگاهی مقایسه کرده‌ایم. نتایج حاصل توافق خوبی را در همه نواحی انرژی برهم‌کنشی نشان می‌دهد.

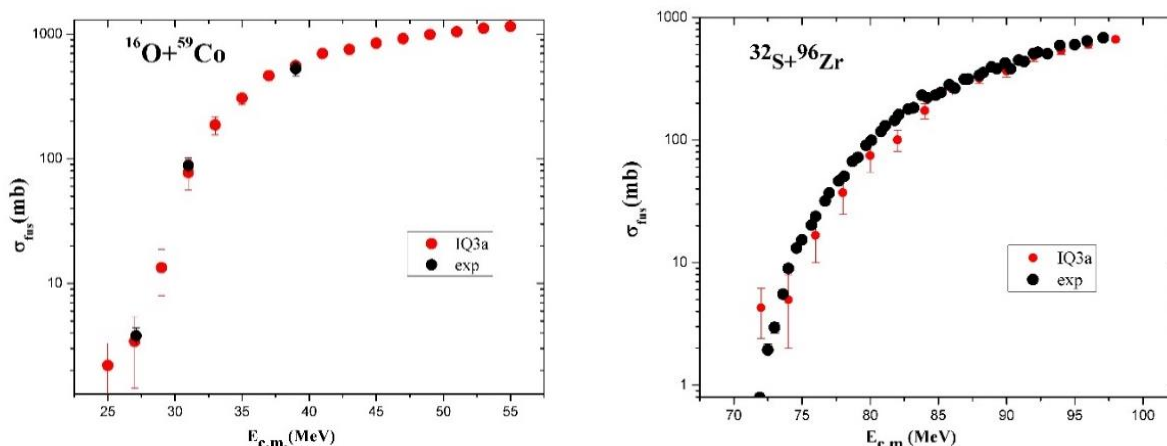
۳. بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله به بررسی برهم‌کنش هسته‌های غنی از نوترون با استفاده از روش دینامیکی $ImQMD$ پرداخته‌ایم. به عنوان نمونه، رفتار دینامیکی برهم‌کنش‌های همجوشی در انرژی‌های اطراف سد کولنی و تحول زمانی چگالی‌ها برای واکنش‌های $^{16}O + ^{59}Co$ و $^{32}S + ^{96}Zr$ مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد چگالی‌ها در ناحیه همپوشانی از چگالی اشباع ماده هسته‌ای بیشتر نمی‌شود؛ در حالی که چنین نقصی در تمام مدل‌های استاتیکی وجود دارد. به علاوه، نتایج به دست آمده تأثیر انرژی بر فرایند همجوشی را نشان می‌دهد. احتمال فرایند همجوشی در انرژی E و پارامتر برخورد b محاسبه شده است. نتایج به دست آمده حاکی از کاهش احتمال فرایند همجوشی با افزایش پارامتر برخورد است که نشان دهنده افزایش احتمال فرایندهای کشسان و ناکشسان است. به علاوه در پارامتر برخورد یکسان احتمال فرایند همجوشی با افزایش انرژی بیشتر می‌شود که بستگی فرایند همجوشی و انتقال نوکلئونی بین هسته‌ها به انرژی برهم‌کنش را نشان می‌دهد.

برای نشان دادن صحت نتایج به دست آمده، سطح مقطع همجوشی را برای واکنش‌های $^{16}O + ^{92}Zr$ ، $^{40}Ca + ^{46}Ti$ و $^{16}O + ^{154}Sm$ با استفاده از مدل دینامیکی $ImQMD$ با داده‌های آزمایشگاهی مقایسه کرده‌ایم (شکل ۶) همچنین در این شکل نتایج محاسبات مدل کانال جفت شده [۱۶] با در نظر گرفتن اثرات تراز انرژی ارتعاشی 2^+ (یک فونون ارتعاشی) برای پرتابه و تراز انرژی ارتعاشی 3^- و 2^+ (یک فونون ارتعاشی) برای هدف آورده شده است. مقایسه بین نتایج مدل کانال جفت شده نشان می‌دهد در صورتی که اثرات مدهای ارتعاشی در نظر گرفته شود، نتایج نسبت به حالتی که هیچ مد ارتعاشی در نظر گرفته نشده بهبود پیدا می‌کند. این مسئله نقش اثرات ساختار هسته‌ها را در برهم‌کنش‌های هسته‌ای به روشنی نشان می‌دهد. یادآور می‌شویم که در این مدل به دلیل پیچیدگی محاسبات تنها می‌توان دو تراز از هسته هدف و یک تراز از هسته پرتابه را در محاسبات اعمال کرد. همان طور که از شکل ۶ مشاهده می‌شود نتایج محاسبات مدل دینامیکی $ImQMD$ به دلیل در نظر گرفتن تمامی اثرات درونی هسته‌های برهم‌کنش‌کننده در همه نواحی انرژی در تطابق خوبی با داده‌های تجربی است. با توجه به صحت محاسبات دینامیکی $ImQMD$ در محاسبات سطح مقطع همجوشی، می‌توان این مدل را برای مطالعه واکنش‌های غنی از نوترون به کار برد. برای نمونه سطح مقطع همجوشی را به صورت دینامیکی با استفاده از مدل $ImQMD$ با به کارگیری



شکل ۶. مقایسه سطح مقطع همجوشی با استفاده از مدل دینامیکی ImQMD و مدل کانال جفت شده [۱۴] با در نظر گرفتن مدهای ارتعاشی.



شکل ۷. مقایسه نتایج تجربی سطح مقطع همجوشی واکنش‌های $^{16}\text{O}+^{59}\text{Co}$ و $^{32}\text{S}+^{96}\text{Zr}$ با پارامتر IQ3a با استفاده از مدل ImQMD.

در همه نواحی انرژی نسبت به نتایج کانال جفت شده با در نظر گرفتن همه مدهای ارتعاشی است. سطح مقطع همجوشی برای واکنش هسته‌های غنی از نوترون $^{16}\text{O}+^{59}\text{Co}$ و $^{32}\text{S}+^{96}\text{Zr}$ که با استفاده از پارامترهای IQ3a محاسبه شده است سازگاری خوبی با داده‌های آزمایشگاهی نشان می‌دهد.

همچنین سطح مقطع همجوشی به طور دینامیکی مورد بررسی قرار گرفته است. برای بررسی صحت محاسبات دینامیکی، سطح مقطع همجوشی واکنش‌های $^{16}\text{O}+^{92}\text{Zr}$ ، $^{40}\text{Ca}+^{46}\text{Ti}$ و $^{16}\text{O}+^{154}\text{Sm}$ با مدل کانال جفت شده و داده‌های تجربی مقایسه شده است. نتایج حاصل نشان دهنده تطابق بهتر مدل دینامیکی

مراجع

1. Yu Ts Oganessia et al., *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 142502.
2. G G Adamian, N V Antonenko, A Diaz-Torres, and W Scheid, *Nucl. Phys. A* **671** (2000) 233.
3. B N Lu, E G Zhao, and S G Zhou, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 011301(R).
4. N Wang, J L Tian, and W Scheid, *Phys. Rev. C* **84** (2011) 061601(R).
5. A S Umar and V E Oberacker, *Phys. Rev. C* **74** (2006) 21601(R).
6. A S Umar, V E Oberacker, J A Maruhn, and P G Reinhard, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 017602.
7. N Wang, Z X Li, and X Z Wu, *Phys. Rev. C* **65** (2002) 064608.
8. N Wang, Z Li, X Z Wu, J L Tian, Y X Zhang, and M Liu, *Phys. Rev. C* **69** (2004) 034608.
9. Y Y Jiang, N Wang, Z X Li, and W Scheid, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 044602.
10. N Wang, K Zhao, W Scheid, and X Wu, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 014603.
11. J Aichelin, *Phys. Rep.* **202** (1991) 23.
12. M Papa, T Maruyama, and A Bonasera, *Phys. Rev. C* **64** (2001) 024612.
13. V Zanganeh, N Wang, and O N Ghodsi, *Phys. Rev. C*

-
- and nuclear Physics* **58** (2007) 587.
16. K Hagino, N Rowley, and A T Kruppa, *Comput. Phys. Commun.* **123** (1999) 143.
- 85** (2012) 034601.
14. D Vautharin and D M Brink, *Phys. Rev. C* **5** (1972) 3.
15. J R Stone and P G Reinhard, *Progress in particle*