



کتابچه مقالات

۳۱ امین کنفرانس هسته ای ایران

» در این کتابچه، مقالات منتخب ارائه شده در ۳۱ امین کنفرانس ملی هسته ای ایران که از ۲۳ تا ۲۵ اردیبهشت ماه ۱۴۰۴ در مشهد برگزار شد، خواهید یافت.
» امیدواریم آن را مفید و لذت بخش بیابید!

مقالات حوزه:

فیزیک هسته ای



پژوهشگاه علوم و فنون
هسته ای ایران



سازمان انرژی اتمی ایران



انجمن هسته ای ایران

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

پژوهشگران گرامی، اساتید ارجمند و همکاران محترم،

مایه افتخار و مسرت بنده است که به عنوان رئیس سی و یکمین کنفرانس ملی علوم و فنون هسته‌ای ایران، خیرمقدم گرم و صمیمانه خود را تقدیم شما عزیزان می‌نمایم. در ادامه موفقیت چشمگیر دوره‌های پیشین این کنفرانس، امسال نیز شاهد گردهمایی استثنایی و پربار دانشجویان، پژوهشگران و اندیشمندان برجسته از دانشگاه‌های کشور، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران و کارشناسان صنعت هستیم. کنفرانس امسال، با توجه به بازخوردهای ارزشمند دوره‌های قبل و نیازهای روز جامعه علمی و صنعتی، با رویکردی جامع‌تر و کاربردی‌تر برگزار می‌شود. محورهای متنوع کنفرانس شامل تکنولوژی و ایمنی راکتورهای هسته‌ای، چرخه سوخت، مواد و پسماند هسته‌ای، غنی سازی و تولید ایزوتوپ پایدار، پرتوپزشکی و پزشکی هسته‌ای، کاربرد پرتوها در صنعت، کاربرد پرتوها در غذا، دامپروری و کشاورزی، شتابدهنده و دستگاه‌های مولد پرتو، آشکارسازی و دزیمتری، فیزیک و فناوری پلاسما و گداخت هسته‌ای، فیزیک هسته‌ای، فناوری کوانتومی، مطالعات راهبردی و نرم می‌باشد. با افتخار اعلام می‌کنم که امسال بیش از ۳۷۰ مقاله کامل پذیرفته شده برای ارائه در این کنفرانس خواهیم داشت که از میان ۷۳ ارائه به صورت شفاهی و ۳۰ ارائه به صورت پوستر خواهند بود. همچنین با توجه به استقبال گسترده سال‌های گذشته، حدود ۳۰ نشست تخصصی و نیز نمایشگاه جانبی با رویکردی کاربردی‌تر و متنوع‌تر برگزار خواهند شد. پیش‌بینی می‌شود با احتساب فعالیت‌های جانبی، در حدود ۱۰۰۰ پژوهشگر در این رویداد علمی-فرهنگی در شهر مقدس مشهد حضور یابند. یکی از اهداف اصلی کنفرانس امسال، ایجاد پل ارتباطی مؤثرتر میان دانشگاه و صنعت است. ما معتقدیم دستاوردهای علمی زمانی ارزشمندتر خواهند بود که در مسیر حل مسائل واقعی جامعه و صنعت به کار گرفته شوند. از این رو، بخش ویژه‌ای به ارائه فرصت‌های همکاری میان پژوهشگران و صنایع اختصاص یافته است. در پایان، برای تمامی شرکت‌کنندگان، تجربه‌ای سرشار از دستاوردهای علمی، آموزنده و تحول‌آفرین را آرزومندم و امیدوارم این کنفرانس بتواند در ایجاد مسیری هموارتر برای گسترش کاربردهای یافته‌های علمی در صنعت و زندگی روزمره فراهم سازد.

با احترام،

دکتر جواد کریمی ثابت

رئیس سی و یکمین کنفرانس ملی علوم و فنون هسته‌ای ایران



برگزار کنندگان:



انجمن هسته‌ای ایران



سازمان انرژی اتمی ایران



پرو، شگاه علوم و فنون هسته‌ای



حمایت کنندگان:



Sharif University
of Technology

دانشگاه صنعتی شریف



Amirkabir University
of Technology

دانشگاه صنعتی امیرکبیر



Shahid Beheshti
University

دانشگاه شهید بهشتی



FERDOWSI UNIVERSITY
OF MASHHAD

دانشگاه فردوسی مشهد



K. N. Toosi University
of Technology

دانشگاه خواجه نصیر
الدین طوسی



وزارت علوم، تحقیقات و فناوری
دانشگاه تحصیلات تکمیلی
اصفهان

دانشگاه تحصیلات تکمیلی
کرمان



Isfahan University

دانشگاه اصفهان



Shiraz University

دانشگاه شیراز



شرکت مصباح انرژی
(سهامی خاص)

شرکت مصباح انرژی



تولید مواد اولیه و سوخت
هسته‌ای ایران



Iran Atomic Energy Production and Development Co.

شرکت تولید و توسعه انرژی
اتمی ایران

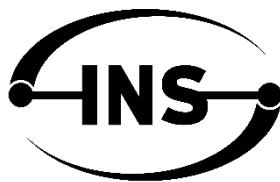


Energy Industry
Development Engineering Co.

شرکت مهندسی و توسعه
صنایع انرژی نوین



شرکت فناوری‌های
پیشرفته ایران



مرکز ملی نظام کیفیت و استاندارد اتمی ایران

مرکز ملی نظام کیفیت و
استانداردسازی اتمی ایران



مرکز نظام ایمنی هسته‌ای کشور

مرکز نظام ایمنی هسته‌ای
کشور



Radiation Application
Development Co.

شرکت توسعه کاربرد پرتوها



فهرست مقالات

- انرژی‌های برانگیخته ایزوتوپ‌های پایدار و زوج-زوج Ge, Se و Kr در مدل مغز و آلفا (کد مقاله : ۱۰۰۶)..... ۸
- بررسی شکافتی سه تایی ($_{100}^{255}\text{Fm}$) با در نظر گرفتن ذره آلفا به عنوان پاره ثابت در مختصات مثلثی و خطی (کد مقاله : ۱۰۱۶)..... ۱۶
- مطالعه وابستگی PCR و قله های پس پراکندگی چشمه های گامای AM241 , Cs137 و Co60 در آشکارساز FASTSCAN در شبیه سازی MCNPX و تاثیر حفاظ های اطراف آشکارساز (کد مقاله : ۱۰۲۱)..... ۲۲
- تحلیل و ارزیابی ویژگی های شعاع باری و انرژی حالت پایه ایزوتوپ های اکسیژن با تاکید بر ساختار هاله ای (کد مقاله : ۱۰۳۲)..... ۳۰
- تخمین نیمه عمر واپاشی ایزوتوپ‌های مختلف هسته ابر سنگین لیورموریوم با تمرکز بر واپاشی‌های آلفا، شکافت خود به خودی و خوشه‌ای (کد مقاله : ۱۰۳۹)..... ۳۸
- مطالعه ی نوسانگر دیراک ناجابجایی برای پتانسیل کیلینگ بک (کد مقاله : ۱۰۷۵)..... ۴۷
- اندازه گیری سطح مقطع موثر واکنش $\text{Re185}(n,y)\text{Re186}$ در راکتور تحقیقاتی تهران (کد مقاله : ۱۱۴۷)..... ۵۳
- مطالعه پدیده گيجی هسته برای ایزوتوپ های نوترون-فرد اربوم با عدد جرمی ۱۵۹-۱۶۱-۱۶۳ با استفاده از مدل لایه ایی تصویری (کد مقاله : ۱۱۷۸)..... ۵۹
- بررسی روش‌های بهبود عملکرد باتری‌های هسته‌ای: تمرکز بر باتری‌های بتاولتائیک (کد مقاله : ۱۱۹۴)..... ۶۵
- رهیافتی جدید بر نیروهای چند نوکلئونی و مدل اسکاایم (کد مقاله : ۱۲۱۵)..... ۷۲
- طراحی حفاظ بهینه نوترونی سبک برای چشمه‌های استاندارد به کمک روش مونت کارلو (کد مقاله : ۱۲۲۸)..... ۷۸
- مطالعه جامع مشخصه های آسیب جابجایی اتمی سوسوزن NaI بر مبنای دینامیک مولکولی (کد مقاله : ۱۲۴۳)..... ۸۶
- تابع کرولیتور سه-جسمی در برهمکنش یونهای سنگین (کد مقاله : ۱۲۴۹)..... ۹۶
- تعیین آهنگ انتشار سطحی گاز رادون در نمونه های خاک در منطقه مشهد- خراسان رضوی (کد مقاله : ۱۲۵۸)..... ۱۰۵
- بررسی و اندازه‌گیری غلظت گاز رادون موجود در تعدادی از چشمه‌های آب گرم طبیعی منطقه‌ی شمال غرب ایران (کد مقاله : ۱۲۶۲)..... ۱۱۲
- مطالعه گذار فازی- شکلی در ایزوتوپ های زوج- زوج باریوم با استفاده از درهم تنیدگی کوانتومی (کد مقاله : ۱۲۶۷)..... ۱۲۰
- توسعه و ارزیابی نرم افزار تصحیح پراکندگی و تضعیف تصاویر PET مغز با استفاده از شبکه GAN (کد مقاله : ۱۲۷۷)..... ۱۲۷
- مطالعه چشم انداز استفاده راکتورهای WWER-SKD در یک چرخه سوخت بسته (کد مقاله : ۱۲۹۹)..... ۱۳۴



- محاسبه احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی برای بررسی پدیده ترکیب تقارن ها در زنجیره ی ایزوتوپی ^{118}Te با استفاده از مدل بوزون اندرکنشی (کد مقاله : ۱۳۲۵)..... ۱۵۵
- بررسی و تحلیل توزیع رادون داخلی در ایران (کد مقاله : ۱۳۴۷)..... ۱۶۲
- بررسی رفتار گذاری هسته های سبک (کد مقاله : ۱۳۶۹)..... ۱۷۱
- پایش محاسباتی چارچوب آلی-فلزی HKUST-1 در حوزه جداسازی ایزوتوپ‌های هیدروژن با استفاده از غربالگری کوانتومی (کد مقاله : ۱۳۷۱)..... ۱۷۸
- مطالعه مقایسه‌ای اثرات کشش سطحی بر روی نیمه عمر واپاشی‌های هسته‌ای (کد مقاله : ۱۴۱۸)..... ۱۸۶
- نقش هسته پرتابه در روند پارامترسازی سدهای همجوشی (کد مقاله : ۱۴۶۹)..... ۱۹۴
- بررسی تغییرات گشتاور چهار قطبی الکتریکی زنجیره ایزوتوپی $^{160-170}\text{Er}$ با استفاده از دو مدل لایه‌ای و اندرکنش بوزونی (کد مقاله : ۱۴۷۰)..... ۲۰۲
- تحلیل رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع های همجوشی در واکنش $\text{Si30}+\text{Ce142}$ (کد مقاله : ۱۴۷۳)..... ۲۰۹
- بررسی پدیده مانع همجوشی در واکنش $\text{C12}+\text{Pt198}$ (کد مقاله : ۱۴۷۵)..... ۲۱۵
- محاسبه سطح مقطع واکنش‌های هسته‌ای القایی پروتون، نوترون و دوترون برای تولید مس - ۶۴ با کد هسته‌ای TALYS (کد مقاله : ۱۴۹۰)..... ۲۲۲
- بررسی حالت مقید و پراکندگی سیستم دو جسمی نوکلئون- نوکلئون با استفاده از یک پتانسیل جداناپذیر به روش سه بُعدی (کد مقاله : ۱۴۹۹)..... ۲۳۱
- محاسبه‌ی سطح مقطع پراکندگی سیستم نوکلئون-نوکلئون با استفاده از یک پتانسیل جداناپذیر به روش سه بُعدی (کد مقاله : ۱۵۶۲)..... ۲۳۸



انرژی‌های برانگیخته ایزوتوپ‌های پایدار و زوج-زوج Ge، Se و Kr در مدل مغز و آلفا (کد مقاله : ۱۰۰۶)

میرزائی نیا، مهدیه^{۱*} - شجاعی، محمدرضا^۱

۱. دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود

چکیده:

مطالعه هسته‌های پایدار و زوج-زوج با عدد جرمی ۷۰ تا ۸۰ در فیزیک هسته‌ای از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. وجود حالت‌های خاص مانند حالت برانگیخته با اسپین و پاریته صفر مثبت در برخی ایزوتوپ‌ها پایدار و زوج-زوج این ناحیه جرمی روی شکل آن‌ها تأثیرگذار است. در این پژوهش با استفاده از مدل مغز و خوشه آلفا انرژی حالت‌های برانگیخته ایزوتوپ‌های پایدار و زوج-زوج Ge با عدد جرمی ۷۰، ۷۲، ۷۴ و ۷۶، ایزوتوپ‌های پایدار و زوج-زوج Se با عدد جرمی ۷۴، ۷۶ و ۷۸ و ایزوتوپ‌های پایدار و زوج-زوج Kr با عدد جرمی ۷۸ و ۸۰ را محاسبه کردیم. علاوه بر این، انرژی و شعاع باری حالت پایه ایزوتوپ‌های پایدار و زوج-زوج Se با عدد جرمی ۷۴، ۷۶ و ۷۸ و ایزوتوپ‌های پایدار و زوج-زوج Kr با عدد جرمی ۷۸ و ۸۰ محاسبه شد. انرژی محاسبه شده برای این حالت‌ها با داده‌های تجربی مورد مقایسه و تأیید قرار گرفته است.

کلمات کلیدی: مدل مغز و خوشه آلفا، مدل خوشه‌ای، پدیده چند شکلی

Excitation energies of Ge, Se, and Kr even-even stable isotopes in the alpha-core model

Mirzaei Nia, Mahdiah ^{۱*}, Shojaei, Mohammad Reza ^۱

^۱. Faculty of Physics and Nuclear Engineering, Shahrood University of Technology

Abstract:

Analyzing even-even stable nuclei with mass numbers ranging from ۷۰ to ۸۰ is particularly substantial in nuclear physics. The existence of certain states, such as the excited state with zero spin and positive parity in some stable even-even isotopes of this mass region, affects their shape. In this research, using the alpha-core model, we calculated the excited state energies of stable even-even Ge isotopes with mass numbers ۷۰, ۷۲, ۷۴, and ۷۶, stable even-even Se isotopes with mass numbers ۷۴, ۷۶, and ۷۸, and stable even-even Kr isotopes with mass numbers ۷۸ and ۸۰. Moreover, the ground state energies and charge radii of stable even-even Se isotopes with mass numbers ۷۴, ۷۶, and ۷۸ were computed, along with stable even-even Kr isotopes with mass numbers ۷۸ and ۸۰. The calculated energies for these states were validated by comparing them with experimental data.

Key words: Alpha -core model, cluster model, Shape-coexistence



۱ - مقدمه:

هسته‌های میان جرم از آن نظر که نمی‌توانند به سادگی هسته‌های سبک مورد مطالعه قرار گیرند، کم‌تر مورد توجه قرار گرفته‌اند، در حالی که با توجه به داده‌های تجربی از نظر فیزیکی این ایزوتوپ‌ها ساختار هسته‌ای و حالت‌های ویژه‌ای دارند. یکی از حالت‌های مشاهده شده در طیف برخی از این ایزوتوپ‌ها حالت 0_2^+ است. وجود این حالت در طیف انرژی، یکی از ویژگی‌هایی است که نشان می‌دهد هسته از شکل کروی خارج و دستخوش پدیده چندشکلی می‌شود [۱-۳]. پدیده چندشکلی، پدیده‌ای است که در آن اشکال مجزا در حالت‌های یک هسته واحد با انرژی‌های مشابه ظاهر می‌شوند [۴]. ایزوتوپ‌ها در نواحی مختلفی از نمودار هسته‌های پرتوزا دستخوش این پدیده می‌شوند، از جمله ناحیه میان جرم هسته‌های Zn تا Sr [۱، ۴]. بنابراین، ما در ادامه ضمن مروری بر اطلاعات موجود در رابطه با این ویژگی مهم ایزوتوپ‌های پایدار و زوج-زوج Ge، Se و Kr، با استفاده از مدل مغز و خوشه و در نظر گرفتن ساختارهای $^{66,68,70,72}\text{Zn}$ -آلفا برای ایزوتوپ‌های $^{70,72,74}\text{Ge}$ ، -آلفا برای ایزوتوپ‌های Se و $^{74,76}\text{Se}$ -آلفا برای ایزوتوپ‌های Kr به محاسبه انرژی این هسته‌ها می‌پردازیم.

حالت‌های ایزوتوپ‌های زنجیره Ge به دلیل چالش ذاتی تفسیر آن‌ها به عنوان تابعی از عدد جرمی A مورد بررسی قرار گرفته‌اند [۳، ۵]. این هسته‌ها دارای حداقل یک حالت 0^+ برانگیخته در طیف انرژی خود هستند که از نظر خواص با حالت پایه متفاوت است، تغییرات انرژی برانگیختگی تراز 0_2^+ بر حسب تعداد نوترون‌ها (N) به شکل یک سهمی وار است که در N برابر با ۴۰ به مینیمم مقدار خود می‌رسد و در ایزوتوپ ^{72}Ge به اولین حالت برانگیخته تبدیل می‌شود [۱، ۳]. تغییرات انرژی برانگیختگی تراز 0_2^+ ایزوتوپ‌های Se بر حسب تعداد نوترون‌ها نیز به شکل یک سهمی وار با دره‌ای در $N=40-38$ است [۱]. علاوه بر این، با توجه به داده‌های تجربی موجود، شواهدی دال بر وقوع پدیده چند شکلی در دو ایزوتوپ زوج-زوج و پایدار ^{78}Kr و ^{80}Kr از زنجیره Kr مشاهده شده است [۴].

۲ - روش کار:

مدل مغز و خوشه آلفا، یک مدل شناخته شده برای بررسی هسته‌های زوج-زوج است. به طور مثال، طیف انرژی ایزوتوپ‌های ^{16}O ، ^{20}Ne و ^{44}Ti با در نظر گرفتن آن‌ها به شکل سیستم‌های مغز و خوشه ^{12}C -آلفا، ^{16}O -آلفا و ^{40}Ca -آلفا با دقت خوبی محاسبه شده است [۶-۱۱]. علاوه بر این، مدل مغز و خوشه در بررسی طیف انرژی ایزوتوپ‌های کم‌تر پایدار $^{62,64,84}\text{Ge}$ ، $^{68,86}\text{Se}$ و $^{72,88}\text{Kr}$ از زنجیره‌های مورد بررسی مقاله حاضر مورد استفاده قرار گرفته است [۱۰، ۱۲]. ما نیز پیش از این در پژوهشی دیگر با استفاده از مدل مغز و خوشه انرژی حالت پایه و شعاع باری ایزوتوپ‌های پایدار و زوج-زوج زنجیره‌های Ge و Sr را محاسبه کردیم و نتایج با داده‌های تجربی همخوانی بسیار خوبی داشت [۱۳]. بنابراین، در پژوهش حاضر از این مدل برای محاسبه انرژی حالت برانگیخته 0_2^+ ، انرژی حالت برانگیخته 2^+ ، انرژی حالت پایه و شعاع باری حالت پایه آن دسته از ایزوتوپ‌های زوج-زوج و پایدار زنجیره‌های Se و Kr که شواهد تجربی مبنی بر وجود پدیده چندشکلی را از خود نشان داده‌اند و همچنین انرژی حالت‌های برانگیخته 2^+ و 0_2^+ ایزوتوپ‌های زوج-زوج و پایدار Ge استفاده شد.



پتانسیل مورد استفاده در این مقاله برای مدل‌سازی برهمکنش مغز و خوشه آلفا مانند آنچه در پژوهش‌های نظری دیگر مورد استفاده قرار گرفته، حاصل برهم‌نهی جملات هسته‌ای و کولنی است [۹: ۱۵-۱۲، ۱۰،

$$V(r) = P_0 \frac{e^{-2\eta r}}{(1 - e^{-\eta r})^2} - P_1 \frac{e^{-\eta r}}{(1 - e^{-\eta r})} + \frac{P_2}{r}$$

در رابطه فوق P_0 و P_1 معرف عمق چاه پتانسیل هسته‌ای هستند، P_2 با عمق پتانسیل کولنی مرتبط و η معرف کمیت غربالگری است. لازم به ذکر است که این پتانسیل پیش از این در محاسبه انرژی حالت پایه و شعاع باری ایزوتوپ‌های پایدار و زوج-زوج زنجیره‌های Ge و Sr [۱۳] و انرژی ساختارهای آلفا-مزدوج [۱۵] مورد استفاده قرار گرفته و نتایج این پژوهش‌ها با داده‌های تجربی مطابقت خوبی داشته‌اند.

حل تحلیلی و دقیق معادله شرودینگر برای توصیف سیستم مغز و خوشه با در نظر گرفتن چنین پتانسیلی ممکن نیست و لازم است از روش‌های جایگزین مانند ابرتقارن [۱۶] و روش نیکیفورو-یوواروف [۱۷] استفاده شود [۱۸]. در این پژوهش معادله شرودینگر با به کارگیری تعمیم پارامتری روش نیکیفورو-یوواروف [۶، ۱۱، ۱۳، ۱۴، ۱۹] حل شد و معادله انرژی و تابع موج میان خوشه‌ای به شکل زیر محاسبه شد:

$$N^2 + N + \frac{1}{2} + (2N + 1) \left[\sqrt{\frac{2mP_0}{\eta^2 \hbar^2} + (L + 0.5)^2} + \sqrt{\frac{2m(-E_{N,L})}{\eta^2 \hbar^2}} \right] +$$

$$\frac{2m}{\eta^2 \hbar^2} \{-P_1 + \eta P_2\} + 2 \sqrt{\left(\frac{2mP_0}{\eta^2 \hbar^2} + (L + 0.5)^2 \right) \left(\frac{2m(-E_{N,L})}{\eta^2 \hbar^2} \right)} = 0$$

$$\phi_{N,L} = \frac{C}{r} (e^{-\eta r})^{\sqrt{\frac{2m(-E_{N,L})}{\eta^2 \hbar^2}}} (1 - e^{-\eta r})^{0.5 + \sqrt{\frac{2mP_0}{\eta^2 \hbar^2} + (L + 0.5)^2}}$$

$$\times P_N \left(2 \sqrt{\frac{2m(-E_{N,L})}{\eta^2 \hbar^2}}, 2 \sqrt{\frac{2mP_0}{\eta^2 \hbar^2} + (L + 0.5)^2} \right) (1 - 2e^{-\eta r}).$$

در رابطه $P_n^{(x,y)}(z)$ ، (۳) معرف چندجمله‌ای‌های ژاکوبی و C معرف ثابت بهنجارش است. عدد کوانتومی اصلی N و اندازه حرکت زاویه‌ای مداری L در روابط (۲) و (۳) باید با شرطی موسوم به شرط وایدرموت مطابقت داشته باشد که مدل خوشه‌ای و مدل پوسته‌ای را به هم مرتبط می‌سازد. بر اساس این شرط، اگر عدد کوانتومی اصلی و تکانه زاویه‌ای هر نوکلئون خوشه را به

ترتیب با n_i و l_i نشان دهیم، اعداد N و L به شکل زیر با آن‌ها مرتبط می‌شوند [۲۱، ۲۰، ۱۴، ۱۳، ۹،

$$G = 2N + L = \sum_{i=1}^{n_k} [2n_i + l_i]$$

در معادله (۴)، G و n_k به ترتیب معرف عدد کوانتومی جهانی و تعداد نوکلئون‌های خوشه هستند [۹، ۱۳].



شعاع باری کل سیستم دو جسمی را می‌توان با استفاده از معادله ذیل محاسبه کرد [۷، ۸، ۱۰، ۱۳]:

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle_T^{\frac{1}{2}} = & \frac{Z_\alpha}{Z_\alpha + Z_{core}} \langle r^2 \rangle_\alpha^{\frac{1}{2}} + \frac{Z_{core}}{Z_\alpha + Z_{core}} \langle r^2 \rangle_{core}^{\frac{1}{2}} \\ & + \frac{Z_\alpha A_{core}^2 + Z_{core} A_\alpha^2}{(Z_\alpha + Z_{core})(A_\alpha + A_{core})^2} \langle r_{N,L}^2 \rangle^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

که در آن $\langle r^2 \rangle_a^{\frac{1}{2}}$ نشانگر شعاع باری تجربی خوشه آلفا و $\langle r^2 \rangle_{core}^{\frac{1}{2}}$ نشانگر شعاع باری تجربی مغز است. این شعاع‌های تجربی از مرجع [۲۲] قابل استخراج هستند. علاوه بر این، $\langle r_{N,L}^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ با استفاده از معادله ذیل قابل محاسبه است:

$$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\int \phi_{N,L}^*(r) r^2 \phi_{N,L}(r) dv}{\int \phi_{N,L}^*(r) \phi_{N,L}(r) dv} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

۳ - نتایج:

مقادیر ضرایب P_0 ، P_1 ، P_2 و کمیت غربالگری و انرژی تجربی و محاسبه شده به همراه عدد G مربوطه برای ایزوتوپ‌های زوج-زوج و پایدار $^{70,72,74,76}Ge$ ، $^{74,76,78}Se$ و $^{78,80}Kr$ در جدول (۱) درج شده است. مطابق با معادله (۴)، مقدار G برای حالت پایه و اولین حالت 2^+ که در نوار حالت پایه قرار دارد، ۱۴ در نظر گرفته شد. حالت 0_2^+ در طیف انرژی ^{70}Ge در نوار چهارم و در طیف انرژی ^{72}Ge در نوار دوم قرار دارد. بنابراین، مقادیر G برای محاسبه حالت 0_2^+ در ^{70}Ge و ^{72}Ge به ترتیب ۱۸ و ۱۶ در نظر گرفته شد. با این وجود برای محاسبات مربوط به سایر ایزوتوپ‌ها نمی‌توان چنین فرضی را با قطعیت به کار گرفت، زیرا حالت 0_2^+ در هیچ یک از نوارهای طیف انرژی گزارش نشده‌اند. از این رو، محاسبات با در نظر گرفتن هر دو مقدار ۱۶ و ۱۸ برای G صورت گرفت. مقدار P_2 نیز برابر با حاصل ضرب عدد اتمی مغز و خوشه در نظر گرفته شده است.

جدول ۱: ضرایب پتانسیل پیشنهادی، نتایج محاسبات انرژی به همراه داده‌های تجربی از مراجع [۲۳، ۲۴] برای ایزوتوپ‌های

$^{78,80}Kr$ و $^{74,76,78}Se$ ، $^{70,72,74,76}Ge$

ایزوتوپ	$P_0(MeV)$	$P_1(MeV)$	$\eta(fm^{-1})$	J^π	G	$E_{Calc.}(MeV)$	$E_{Exp.}(MeV)$
^{70}Ge	۵/۴۶	۱/۴۴۵	۱۰۲۱/۰	2^+	۱۴	۴۸۵/۶۰۹-	۴۸۱/۶۰۹-
			۰۷۲/۰	0_2^+	۱۸	۴۹۱/۶۰۹-	۳۰۴/۶۰۹-
^{72}Ge	۵/۴۸	۹/۴۵۸	۱۰۲۱/۰	2^+	۱۴	۸۱۲/۶۲۷-	۸۵۲/۶۲۷-



۹۹۵/۶۲۷-	۰۷۰/۶۲۸-	۱۶	0_2^+	۰۸/۰			
۰۶۹/۶۴۵-	۰۵۷/۶۴۵-	۱۴	2^+	۱۰۲۱/۰	۴/۴۷۰	۵۰	^{74}Ge
۱۸۲/۶۴۴-	۳۷۳/۶۴۴-	۱۶	0_2^+	۰۸۰۲/۰			
	۲۹۶/۶۴۴-	۱۸	0_2^+	۰۷۲۱/۰			
۰۳۵/۶۶۱-	۹۴۸/۶۶۰-	۱۴	2^+	۱۰۲۱/۰	۷/۴۷۵	۵۰	^{76}Ge
۶۸۷/۶۵۹-	۷۹۸/۶۵۹-	۱۶	0_2^+	۰۸۰۳/۰			
	۶۶۱/۶۵۹-	۱۸	0_2^+	۰۷۲۲/۰			
۸۹۰/۶۴۲-	۷۵۷/۶۴۲-	۱۴	0^+	۰۹/۰	۷/۳۲۹	۲۰	^{74}Se
۲۵۵/۶۴۲-	۲۳۵/۶۴۲-	۱۴	2^+	۱۰۱۱/۰			
۰۳۷/۶۴۲-	۸۶۵/۶۴۱-	۱۶	0_2^+	۰۸۰۱/۰			
	۱۳۸/۶۴۲-	۱۸	0_2^+	۰۷۲۰/۰			
۰۷۲/۶۶۲-	۱۲۸/۶۶۲-	۱۴	0^+	۰۹/۰	۶/۴۸۷	۵۳	^{76}Se
۵۱۳/۶۶۱-	۴۴۱/۶۶۱-	۱۴	2^+	۱۰۲۱/۰			
۹۵۰/۶۶۰-	۸۲۳/۶۶۰-	۱۶	0_2^+	۰۸۰۲/۰			
	۸۱۹/۶۶۰-	۱۸	0_2^+	۰۷۲۱/۰			
۹۸۹/۶۷۹-	۱۰۷/۶۸۰-	۱۴	0^+	۰۹/۰	۸/۴۵۵	۵/۴۳	^{78}Se
۸۷۷/۶۷۷-	۷۲۵/۶۷۷-	۱۴	2^+	۱۰۲۴/۰			
۴۹۱/۶۷۸-	۷۱۴/۶۷۸-	۱۶	0_2^+	۰۸۰۲/۰			
	۷۳۰/۶۷۸-	۱۸	0_2^+	۰۷۲۱/۰			
۵۷۸/۶۷۵-	۴۴۸/۶۷۵-	۱۴	0^+	۰۹/۰	۶/۴۵۲	۴۳	^{78}Kr
۱۲۳/۶۷۵-	۰۵۲/۶۷۵-	۱۴	2^+	۱۰۱۸/۰			
۵۶۱/۶۷۴-	۶۴۶/۶۷۴-	۱۶	0_2^+	۰۸۰۱/۰			



	۳۱۵/۶۷۴-	۱۸	0_2^+	۰۷۲۱/۰			
۴۳۳/۶۹۵-	۵۴۲/۶۹۵-	۱۴	0^+	۰۹/۰	۹/۴۶۰	۵/۴۳	^{80}Kr
۸۱۶/۶۹۴-	۸۲۰/۶۹۴-	۱۴	2^+	۱۰۱۹/۰			
۱۱۳/۶۹۴-	۲۳۲/۶۹۴-	۱۶	0_2^+	۰۸۰۲/۰			
	۳۳۹/۶۹۴-	۱۸	0_2^+	۰۷۲۱/۰			

شعاع باری محاسبه شده برای ایزوتوپ‌های $^{74,76,78}Se$ و $^{78,80}Kr$ در جدول (۲) درج شده و با مقادیر تجربی همخوانی دارد.

جدول ۲: شعاع باری ایزوتوپ‌های $^{74,76,78}Se$ و $^{78,80}Kr$

ایزوتوپ	$\langle r^2 \rangle_{Calc.}^{1/2} (fm)$	$^{22}J[\langle r^2 \rangle_{Exp.}^{1/2} (fm)]$
^{74}Se	۰۷۳۵/۴	۰۷۰۰/۴
^{76}Se	۱۴۰۲/۴	۱۳۹۵/۴
^{78}Se	۱۴۰۷/۴	۱۴۰۶/۴
^{78}Kr	۱۳۳۶/۴	۲۰۳۸/۴
^{80}Kr	۱۹۷۳/۴	۱۹۷۰/۴

۴ - بحث و نتیجه گیری:

انطباق نتایج حاصله از محاسبات انجام شده با استفاده از مدل مغز و خوشه در پژوهش حاضر با داده‌های تجربی نشان می‌دهد که مدل پیشنهادی نه تنها در بررسی حالت پایه هسته‌های زوج-زوج در این ناحیه جرمی نمودار هسته‌های پرتوزا موفق بوده است، بلکه علیرغم ساده‌سازی‌های صورت گرفته، این مدل قادر به توصیف ویژگی‌هایی است که ناشی از برهمکنش‌های میکروسکوپی موجود در هسته‌ها هستند.

۵ - مراجع:

- [۱] Bonatsos, D., et al., Shape Coexistence in Even–Even Nuclei: A Theoretical Overview. Atoms, ۲۰۲۳. ۱۱(۹): p. ۱۱۷.
- [۲] Kumar, P., et al., Nuclear shape evolution and shape coexistence in Zr and Mo isotopes. The European Physical Journal A, ۲۰۲۱. ۵۷(۱): p. ۳۶.
- [۳] Ayangeakaa, A., et al., Shape coexistence and the role of axial asymmetry in ^{72}Ge . Physics Letters B, ۲۰۱۶. ۷۵۴: p. ۲۵۴-۲۵۹.



- [۴] Garrett, P.E., M. Zielińska, and E. Clément, An experimental view on shape coexistence in nuclei. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, ۲۰۲۲. ۱۲۴: p. ۱۰۳۹۳۱
- [۵] Nomura, K., β decay and evolution of low-lying structure in Ge and As nuclei. *Physical Review C*, ۲۰۲۲. ۱۰۵(۴): p. ۰۴۴۳۰۶.
- [۶] Roshanbakht, N. and M.R. Shojaei, A New Calculation of Rotational Bands in Alpha-Cluster Nuclei. *Communications in Theoretical Physics*, ۲۰۱۸. ۷۰(۱): p. ۰۶۷.
- [۷] Buck, B., C. Dover, and J. Vary, Simple potential model for cluster states in light nuclei. *Physical Review C*, ۱۹۷۵. ۱۱(۵): p. ۱۸۰۳.
- [۸] Buck, B., et al., Unified treatment of scattering and cluster structure in α + closed shell nuclei: Ne ۲۰ and Ti ۴۴. *Physical Review C*, ۱۹۹۵. ۵۲(۴): p. ۱۸۴۰.
- [۹] Souza, M., et al., α -Cluster structure above double-shell closures and α -decay of ^{104}Te . *Physics Letters B*, ۲۰۱۹. ۷۹۳: p. ۸-۱۲.
- [۱۰] Souza, M. and H. Miyake, Search for the α + core structure in the ground state bands of $^{22} \leq Z \leq 42$ even-even nuclei. *Physical Review C*, ۲۰۲۱. ۱۰۴(۶), p. ۰۶۴۳۰۱.
- [۱۱] Shojaei, M.R. and N. Roshanbakht, Calculation of the rotational bands for the ^{20}Ne isotope. *Iranian Journal of Physics Research*, ۲۰۱۹. ۱۹(۲): p. ۳۵۹-۳۶۴.
- [۱۲] Souza, M., et al., α -Cluster structure in $^{72}, ^{74}\text{Ge}$ described by the local potential approach, in *Journal of Physics: Conference Series*. ۲۰۱۹, IOP Publishing. p. ۰۱۲۰۳۷.
- [۱۳] Nia, M.M. and M.R. Shojaei, Investigation of $^{70}, ^{72}, ^{74}, ^{76}\text{Ge}$ and $^{84}, ^{86}, ^{88}\text{Sr}$ in the Cluster Model. *Physics of Atomic Nuclei*, ۲۰۲۴. ۸۷(۱): p. ۱۹-۲۴.
- [۱۴] Roshanbakht, N. and M. Shojaei, ^7Li and ^7Be isotopes in a new cluster model. *The European Physical Journal A*, ۲۰۱۸. ۵۴: p. ۱-۵.
- [۱۵] Zoghi-Foumani, N., M.R. Shojaei, and A.A. Rajabi, A new approach for cluster structures in ^{16}O and ^{20}Ne . *Pramana*, ۲۰۱۷. ۸۸: p. ۱-۶.
- [۱۶] Feizi, H., A.A. Rajabi, and M.R. Shojaei, Supersymmetric solution of the Schrödinger equation for Woods–Saxon potential by using the Pekeris approximation.
- [۱۷] Nikiforov, A.F. and V.B. Uvarov, *Special functions of mathematical physics*. ۱۹۸۸, (Vol. ۲۰۵), Springer.
- [۱۸] Berkdemir, C., Application of the Nikiforov-Uvarov method in quantum mechanics. *Theoretical Concepts of Quantum Mechanics*, ۲۰۱۲. ۲۲۵: p. ۲۲۵-۲۵۲.
- [۱۹] Tezcan C, Sever R. A general approach for the exact solution of the Schrödinger equation. *International Journal of Theoretical Physics*. ۲۰۰۹ Feb; ۴۸:۳۳۷-۵۰.
- [۲۰] Buck, B. and A. Merchant, Cluster-model calculations of exotic decays from heavy nuclei. *Physical Review C*, ۱۹۸۹. ۳۹(۵): p. ۲۰۹۷.
- [۲۱] Ohkubo, S., Local potential α -cluster model and the Wildermuth condition. *Physical Review C*, ۱۹۸۹. ۳۹(۳): p. ۱۱۸۶.



[۲۲] Marinova, K. and I. Angeli, Nuclear charge radii. International Atomic Energy Agency, <https://www-nds.iaea.org/radii/>. Alternatively see Atomic Data and Nuclear Data Tables, ۲۰۱۳. ۹۹: p. ۶۹-۹۵.

[۲۳] Audi, G., A. Wapstra, and C. Thibault, The AME۲۰۰۳ atomic mass evaluation:(II). Tables, graphs and references. Nuclear physics A, ۲۰۰۳. ۷۲۹(۱): p. ۳۳۷-۶۷۶.

[۲۴] ENSDF: Evaluated Nuclear Structure Data File, and references therein. <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf>.



بررسی شکافتی سه تایی ($_{100}^{255}\text{Fm}$) با در نظر گرفتن ذره آلفا به عنوان پاره ثابت در

مختصات مثلثی و خطی (کد مقاله: ۱۰۱۶)

سعیدی بابی^۱ - محسن، پهلوانی^۱ - محمدرضا
۱. دانشگاه مازندران، دانشکده علوم، گروه فیزیک، بابلسر

چکیده:

در این مطالعه جامع، شکافت سه تایی $_{100}^{255}\text{Fm}$ با در نظر گرفتن ذره آلفا به عنوان پاره ی ثابت مورد بررسی قرار گرفته است. محاسبات درهندسه های خطی و مثلثی انجام شده است. با استفاده از مدل سه خوشه ای TCM و بر اساس تقریب WKB، مقادیر مختلفی از جمله Q انرژی تولید شده در شکافت، V پتانسیل اندرکنش، احتمال تونل زنی P ، ثابت واپاشی و نیمه عمرهای شکافت برای طیف وسیعی از ترکیب های با مقادیر ثابت Q محاسبه شده است. پس از تحلیل سیستماتیک، ترکیب هایی با P بالاتر انتخاب و برای ارائه تحلیلی دقیق، نتایج محاسباتی جدول بندی شده و نمودار کمیت های مختلف بر حسب عدد جرمی یکی از پاره های شکافت رسم شده اند. نتایج محاسباتی، دیدگاه های ارزشمندی برای تحقیقات آینده در فیزیک هسته ای ارائه می دهد، به ویژه در فهم دینامیک پیچیده شکافت سه تایی هسته ای با پاره ثابت سبک

کلمات کلیدی: شکافت سه تایی، هسته های فوق سنگین، احتمال تونل زنی، نیمه عمر واپاشی

Analyzing Alpha-accompanied ternary fission of $_{100}^{255}\text{Fm}$ in the equatorial and the collinear fragments geometry.

Saeidi Babi^{۱*}, Mohsen, Pahlavani^۱, M. R.

۱. Department of Nuclear Physics, Faculty of Basic Science University of Mazandaran, Babolsar

Abstract:

In this comprehensive study, the ternary fission of $_{100}^{255}\text{Fm}$ with the alpha particle as LCP has been investigated. Calculations were performed for both collinear and equatorial configurations. Using the Three-Cluster Model (TCM) based on the WKB approximation, various quantities, including Q -values, V , P , λ , and $T_{1/2}$, were calculated for a wide range of combinations with positive Q -values. After systematic analysis, combinations with higher P values were selected, the calculated results were tabulated and plotted as a function of the mass number of one fragment number. The computational results offer valuable insights for future research in nuclear physics, particularly in understanding the complex dynamics of nuclear ternary fission with fixed light charged particle (LCP).

Key words: ternary fission; super-heavy nuclei; penetration probability; half-life



۱ - مقدمه:

فرایند شکافت هسته‌ای واداشته بوسیله نوترون در سال ۱۹۳۷ توسط هان و دیگران^۱ کشف شد [۱]. آنها دریافتند که هنگام بمباران اورانیوم با نوترون، ایزوتوپ‌های جدیدی ایجاد می‌شوند که به دلیل پلیداری رادیواکتیو خود، نشان‌دهنده‌ی پدیده‌ای جدید و ناشناخته بودند [۲]. این کشف به یکی از برجسته‌ترین دستاوردهای علمی قرن بیستم تبدیل شد و به درک عمیق‌تری از ساختار هسته‌ای و نیروهای بنیادی منجر گردید. مایتنر و فریش^۲ مکانیسم شکافت را از طریق رقابت بین نیروهای هسته‌ای و دافعه کولنی توصیف نمودند [۳]. این توضیح علمی پایه‌گذار بسیاری از مدل‌های نظری بود که درک بهتری از پدیده‌های هسته‌ای را ارائه می‌دهند. علاوه بر شکافت دوتایی، حالت‌های خاص‌تری از جمله شکافت سه‌تایی نیز شناسایی شده‌اند. در این فرایند، یک هسته سنگین به سه پاره تقسیم می‌شود و انتشار پاره‌های سبک مانند هلیوم بسیار محتمل است [۴و۵]. این پدیده نه تنها به دلیل نادر بودن، بلکه به دلیل اهمیت بنیادی در درک خواص نیروهای هسته‌ای بسیار مورد توجه قرار گرفته است. روزن و هادسون^۳ [۶] به طور تجربی نشان دادند که احتمال شکافت سه‌تایی بسیار پایین‌تر از شکافت دوتایی (تقریباً 3 ± 6.7 در هر 10^6 دوتایی) است. شکافت سه‌تایی از دیدگاه تجربی و نظری در دهه‌های اخیر پیشرفت زیادی کرده است. مطالعات تجربی نشان داده‌اند که انتشار ذرات سبک و هندسه‌های خاص پاره‌ها در شکافت سه‌تایی اثرگذار است [۷]. به عنوان مثال در مرجع [۸] نشان داده شده است که شکافت سه‌تایی سرد غالباً شامل پاره‌های است که در حالت پایه یا کم‌انرژی قرار دارند. سد پتانسیل و کانال‌های محتمل در شکافت سه‌تایی از هندسه جدا شدن پاره‌ها نیز اثر می‌پذیرند. مختصات خطی معمولاً سد پتانسیل را کاهش می‌دهند و کانال‌های خاصی را تقویت می‌کنند [۹]. در مقابل، مختصات مثلثی به دلیل تأثیر تقارن هندسی و نیروی کولنی، کانال‌های خروجی دیگری را تقویت می‌کنند [۱۰]. در نوع دیگری از شکافت به نام شکافت واقعی هسته به سه پاره با جرم‌های تقریباً قابل مقایسه تقسیم می‌شود. این پدیده اغلب شامل پاره‌های با ویژگی‌های جادویی یا نزدیک به جادویی و زوج-زوج است که به پایداری بالاتر آنها کمک می‌کند [۱۱]. شکافت سه‌تایی واقعی معمولاً در هسته‌های سنگین و فوق سنگین با پارامتر شکافت بزرگ ($\frac{Z^2}{A} > 31$) [۱۱] رخ می‌دهد. در پژوهش حاضر، شکافت سه‌تایی ایزوتوپ ^{255}Fm و پاره‌های همراه آن با استفاده از مدل‌های نظری بررسی شده است. هدف این پژوهش، مقایسه دو هندسه اصلی پاره‌ها، یعنی هندسه‌های خطی و مثلثی، و تحلیل تأثیر ساختار هسته‌ای در پایداری، نیروی کولنی و سد پتانسیل شکافت است.

۲ - روش محاسباتی:

در فرایند شکافت سه‌تایی، انرژی آزادشده (Q) واکنش با استفاده از مدل سه خوشه‌ای (TCM)^۴ برابر با اختلاف جرم هسته مادر و محصولات شکافت تعیین می‌شود.

$$Q = M - \sum_{i=1}^3 m_i \quad (1)$$

این مقدار به جرم مازاد^۵ هسته مادر و پاره‌های محصول بستگی دارد. برای ممکن بودن شکافت سه‌تایی، مقدار Q باید مثبت باشد تا به انرژی جنبشی سه پاره تبدیل شود. فرایند شکافت سه‌تایی خودبه‌خودی سرد، مطابق مدل TCM، شامل در نظر گرفتن پتانسیل‌های برهم‌کنشی بین پاره‌های شکافت است که شامل نیروی کولنی و نیروی هسته‌ای می‌شود. نیروی

^۱ Hahn et al., ۱۹۳۷

^۲ Meitner & Frisch, ۱۹۳۹

^۳ Rosen and Hudson, ۱۹۵۰

^۴ Three Cluster Model

^۵ Mass Excess



کولنی باعث شتاب گرفتن پاره‌ها و باعث دور شدن آنها از یکدیگر می‌گردد، در حالی که نیروی هسته‌ای این اثر را خنثی و باعث جذب دو هسته بهم می‌گردد. پتانسیل برهم‌کنشی بین هر جفت پاره شامل پتانسیل کولنی و پتانسیل هسته‌ای که از رابطه ۲ بدست می‌آید.

$$V = \sum_{i=1}^3 \sum_{j>i}^3 \left(\frac{Z_i Z_j e^2}{R_{ij}} + 4\pi 0.9517 \left[1 - \frac{1.7826(N-Z)^2}{A^2} \right] R_\delta \Phi \left(\frac{s}{b} \right) \right) \quad (2)$$

که جمله اول مربوط به پتانسیل کولنی که به عدد اتمی و فاصله مرکز به مرکز پاره‌ها بستگی دارد، حالیکه جمله دوم پتانسیل هسته‌ای در مدل پراکسیمیتی است. شعاع‌های مؤثر هر پاره با یک رابطه نیمه‌تجربی بصورت زیر تعیین می‌شوند

$$R_x = 1.28 A_x^{\frac{1}{3}} - 0.76 + 0.8 A_x^{-\frac{1}{3}}. \quad (3)$$

و قسمت مربوط به پتانسیل هسته‌ای برای جفت پاره‌ها، تابعی جهانی دارد که به فاصله جدایش (S) وابسته است. که در آن تابع جهانی برابر است با

$$\Phi(\xi) = \begin{cases} -\frac{1}{2}(\xi - 2.54)^2 - 0.0852(\xi - 2.54)^3, & \text{for } \xi < 1.2511, \\ -3.437 \exp(-\xi / 0.75), & \text{for } \xi \geq 1.2511. \end{cases} \quad (4)$$

که در آن $\xi = s/b$. برای سادگی، فرض می‌شود یکی از پاره‌ها ثابت باشد. هندسه پاره‌ها در محاسبه احتمال نفوذ و نیمه‌عمر شکافت سه‌تایی نقش مهمی ایفا می‌کند. دو نوع هندسه مورد بررسی قرار می‌گیرند.

در هندسه خطی پاره‌ها در یک خط مستقیم قرار دارند اما در هندسه مثلثی پاره‌ها به صورت مثلثی و در راس‌های آن قرار دارند. در هندسه مثلثی فاصله جدایش پاره‌ها $S_{12} = S_{13} = S_{23} = S$ است. اما در هندسه خطی $S_{12} = S_{23} = S$ و برای $S_{13} = 2(S_{23} + S)$ فرض می‌شود. با توجه به جرم‌های متفاوت پاره‌ها طبیعی است که فرض شود هسته‌ها دارای سرعت متفاوت بوده و فاصله جدایی آنها متفاوت باشد. اما بر اساس مراجع [۹ و ۱۲] می‌توان فرض کرد که هر سه پاره با سرعت یکسانی آزاد شده و در فاصله یکسانی از یکدیگر قرار داشته باشند.

احتمال تونل‌زنی بر اساس تقریب WKB با رابطه (۵) و جرم کاهش یافته از رابطه (۶) بدست می‌آید.

$$P = \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int_{S_{in}}^{S_{out}} \sqrt{2\mu(V-Q)} dS \right)^2. \quad (5)$$

$$\mu = m \left(\frac{A_1 A_2 A_3}{A_1 A_2 + A_1 A_3 + A_2 A_3} \right) \quad (6)$$

نیمه‌عمر شکافت سه‌تایی از طریق رابطه (۷) و بسامد برخورد از طریق رابطه (۸) بدست می‌آید.

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln 2}{\nu P} \quad (7)$$

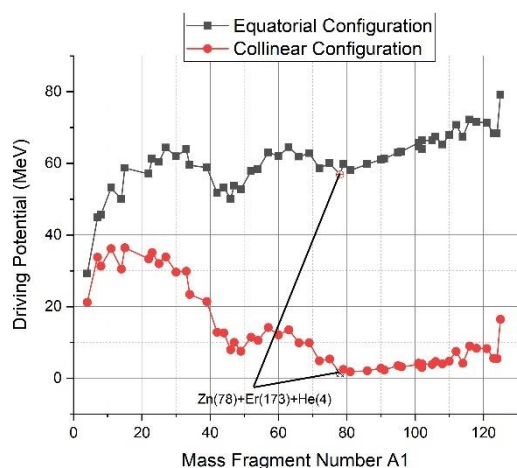
$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{2}{h} Q \left[0.056 + 0.039 \exp \left(\frac{4 - A_{LCP}}{2.5} \right) \right] \quad (8)$$

۳ - تجزیه و تحلیل نتایج

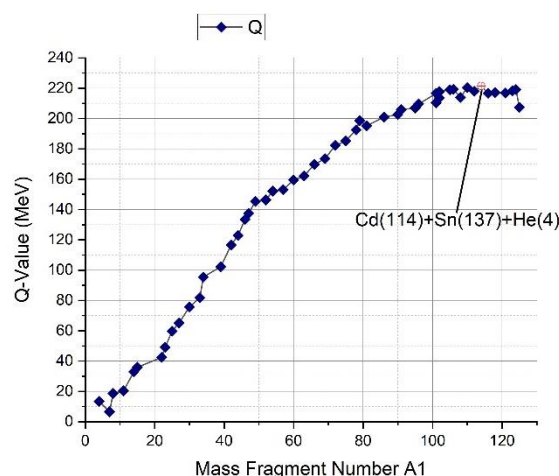
در این پژوهش، شکافت سه‌تایی ایزوتوپ $^{255}_{100}Fm$ با استفاده از ذره آلفا به عنوان پاره ثابت مورد بررسی قرار گرفت و از میان ۶۷۵ ترکیب ممکن به علت محدودیت، ۲۰ ترکیب مهم با احتمالات بالاتر انتخاب و در جدول (۱) آورده شده است. در این جدول پتانسیل‌ها، احتمال تونل‌زنی مربوط به هر دو مختصات، Q و بسامد برخورد (البته با



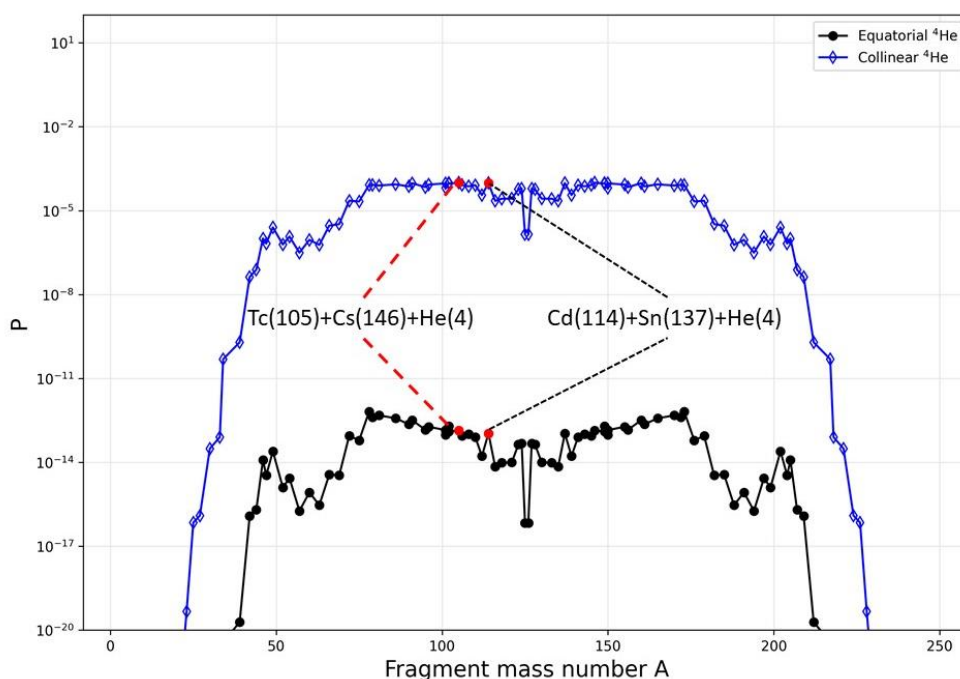
فاکتورگیری 10^{21} آورده شده است. در شکل (۱) گرمای واکنش بر اساس عدد جرمی پاره اول با مشخص شدن ترکیبی با بیشترین Q که اعداد اتمی این ترکیب برابر است با $(2 - 50 - 48)$ آورده شده است. در شکل (۲) نیز ولتاژ مربوط به مختصات مثلثی و خطی با مشخص نمودن ترکیب دارای اهمیت ذکر شده است. هم چنین شکل (۳) که شامل احتمال تونل زنی بر اساس عدد جرمی A آورده شده که دو ترکیب دارای بیشترین احتمال در آن مشخص شده است. در رسم نمودار برای هر ترکیب از اعداد اتمی یکتا که شامل ۵۲ ترکیب متفاوت از (Z_1, Z_2, Z_3) می باشد، یک ترکیب دارای بیشترین احتمال انتخاب شده است. شکل‌ها بر اساس این ۵۲ نقطه رسم شده اند.



شکل ۲: نمودار Driving Potential بر اساس عدد جرمی پاره اول



شکل ۱: نمودار Q-Value بر اساس عدد جرمی پاره اول



شکل ۳: نمودار احتمال نفوذ بر اساس عدد جرمی



ترکیب پاره ها	V خطی	V مثلی	Q (MeV)	P خطی	P مثلی	$\nu \times 10^{21}$
Tc(۱۰۵)+Cs(۱۴۶)+He(۴)	۳.۸۷	۶۶.۴۲	۲۱۸.۹۷	۹.۹۴E-۰۵	۱.۳۶E-۱۳	۱۰.۱۰
Y(۱۰۲)+Pr(۱۴۹)+He(۴)	۳.۰۳	۶۴.۰۰	۲۱۳.۵۹	۹.۸۶E-۰۵	۱.۹۴E-۱۳	۹.۸۱
Cd(۱۱۴)+Sn(۱۳۷)+He(۴)	۴.۲۰	۶۷.۴۲	۲۲۱.۵۴	۹.۶۸E-۰۵	۱.۰۸E-۱۳	۱۰.۲۰
Br(۹۱)+Eu(۱۶۰)+He(۴)	۲.۳۴	۶۱.۳۱	۲۰۵.۹۸	۹.۵۳E-۰۵	۳.۱۷E-۱۳	۹.۴۶
Nb(۱۰۱)+La(۱۵۰)+He(۴)	۳.۸۳	۶۵.۸۰	۲۱۶.۵۸	۹.۴۳E-۰۵	۱.۴۲E-۱۳	۹.۹۵
Mo(۱۰۲)+Ba(۱۴۹)+He(۴)	۴.۰۷	۶۶.۳۹	۲۱۷.۷۷	۹.۲۸E-۰۵	۱.۲۷E-۱۳	۱۰.۰۰
As(۸۶)+Tb(۱۶۰)+He(۴)	۲.۱۲	۵۹.۸۰	۲۰۰.۹۳	۸.۶۹E-۰۵	۳.۷۶E-۱۳	۹.۲۳
Rb(۹۶)+Pm(۱۵۵)+He(۴)	۳.۲۰	۶۳.۲۸	۲۰۹.۶۷	۸.۵۴E-۰۵	۱.۸۶E-۱۳	۹.۶۳
Ge(۷۹)+Dy(۱۷۲)+He(۴)	۲.۴۷	۵۹.۷۹	۱۹۸.۶۶	۸.۳۴E-۰۵	۴.۱۲E-۱۳	۹.۱۳
Zn(۷۸)+Er(۱۷۳)+He(۴)	۱.۴۰	۵۶.۸۵	۱۹۲.۵۱	۸.۲۵E-۰۵	۶.۴۶E-۱۳	۸.۸۴
Ru(۱۰۶)+Xe(۱۴۵)+He(۴)	۴.۶۸	۶۷.۴۸	۲۱۹.۱۹	۸.۲۳E-۰۵	۸.۷۷E-۱۴	۱۰.۱۰
Pd(۱۱۰)+Te(۱۴۱)+He(۴)	۴.۸۰	۶۷.۹۰	۲۲۰.۳۸	۸.۱۸E-۰۵	۷.۹۷E-۱۴	۱۰.۱۰
Ga(۸۱)+Ho(۱۷۰)+He(۴)	۱.۸۲	۵۸.۰۳	۱۹۵.۲۴	۷.۹۱E-۰۵	۴.۷۵E-۱۳	۸.۹۷
Zr(۱۰۸)+Ce(۱۴۳)+He(۴)	۴.۰۵	۶۵.۳۱	۲۱۳.۹۳	۷.۴۲E-۰۵	۱.۰۱E-۱۳	۹.۸۳
Se(۹۰)+Gd(۱۶۱)+He(۴)	۲.۸۳	۶۱.۰۸	۲۰۲.۶۸	۷.۳۷E-۰۵	۲.۲۸E-۱۳	۹.۳۱
Kr(۹۵)+Sm(۱۵۶)+He(۴)	۳.۵۶	۶۳.۰۳	۲۰۶.۹۰	۶.۹۵E-۰۵	۱.۴۵E-۱۳	۹.۵۱
Sr(۱۰۱)+Nd(۱۵۰)+He(۴)	۴.۲۱	۶۴.۶۶	۲۱۰.۳۸	۶.۴۶E-۰۵	۹.۶۵E-۱۴	۹.۶۷
Te(۱۲۴)+Pd(۱۲۷)+He(۴)	۵.۵۰	۶۸.۳۹	۲۱۹.۱۲	۶.۱۵E-۰۵	۴.۷۰E-۱۴	۱۰.۱۰
Rh(۱۲۳)+I(۱۲۸)+He(۴)	۵.۶۰	۶۸.۳۱	۲۱۸.۳۰	۵.۷۷E-۰۵	۴.۳۶E-۱۴	۱۰.۰۰
Ag(۱۱۲)+Sb(۱۳۹)+He(۴)	۷.۵۴	۷۰.۷۲	۲۱۸.۰۱	۳.۶۰E-۰۵	۱.۶۸E-۱۴	۱۰.۰۰

جدول ۱: داده های محاسبه شده برای شکافت سه تایی $^{255}_{100}\text{Fm}$

۴ - بحث و نتیجه گیری:

حال به بررسی تعدادی از این ترکیب ها می پردازیم. از میان همه ترکیب های ممکن $^{114}\text{Cd} + ^{137}\text{Sn} + ^4\text{He}$ دارای بیشترین Q می باشد. این ترکیب در شکل (۱) نشان داده شده است. در این ترکیب می توان اثر ساختار پوسته ای و مدل لایه ای را با استفاده از بالا بودن Q آن مشاهده کرد. کادمیوم هسته ای زوج-زوج دارای ۴۸ پروتون که نزدیک عدد جادویی بوده و همچنین قلع (Sn) که یک هسته ای جادویی است. این دو باعث کاهش سد پتانسیل شده و احتمال تونل زنی بالاتری نسبت به ترکیب های اطراف خود دارند. علاوه بر ساختار هسته هندسه قرارگیری پاره ها نیز نقش بسزایی در بالا بودن احتمال تونل زنی دارند به طوری که برای این ترکیب در مختصات مثلی احتمال تونل زنی 1.08×10^{-13} می رسد اما در پیکربندی خطی این با کاهش سد پتانسیل افزایش یافته و به 9.67×10^{-5} می رسد این ترکیب دارای بیشترین فرکانس $\nu = 10.2 \times 10^{21}$ که منجر به کمترین نیمه عمر $t_{1/2} = 7.04 \times 10^{-23}\text{s}$ در بین کل ترکیب ها به علت ساختار هسته خود می باشد. ترکیب مورد علاقه بعدی $^{78}\text{Zn} + ^{173}\text{Er} + ^4\text{He}$ است که دارای احتمال تونل زنی بسیار بالا 8.24×10^{-5} در مختصات خطی است. علت اینکه هسته Zn یک هسته زوج-زوج بوده همچنین هسته Er دارای $Z=68$ زوج می باشد. به مانند ترکیب قبلی با تغییر مختصات مورد مطالعه به مثلی با افزایش پتانسیل به 56.85MeV ولت منجر



به کاهش احتمال تونل زنی به 6.46×10^{-13} می شود این ترکیب دارای بیشترین ثابت واپاشی $\lambda = 5.71 \times 10^9$ در مختصات مثلثی و $\lambda = 7.29 \times 10^{21}$ در مختصات خطی می باشد که تاییدی بر مناسب تر بودن مختصات خطی برای شکافت سه تایی است. همچنین ترکیب $^{118}\text{Sn} + ^{133}\text{Cd} + ^4\text{He}$ ترکیب محتمل بعدی است که در آن هسته زوج کادمیوم و هسته زوج-زوج و جادویی Sn به علت ساختار خود با کاهش سد پتانسیل دارای احتمال تونل زنی بالایی در مختصات خطی مساوی 2.67×10^{-5} است. در نهایت $^{81}\text{Ga} + ^{170}\text{Ho} + ^4\text{He}$ که به علت ساختار پاره های آن و احتمال بالایش انتخاب شده است در این ترکیب Ga هسته ای جادویی با نوترون ۵۰ قرار دارد که باعث کاهش سد پتانسیل شده و احتمال تونل زنی را بالا میبرد به مانند ترکیب های قبلی استفاده از مختصات خطی به جای مثلثی احتمال تونل زنی را از 4.75×10^{-13} به 7.9×10^{-5} افزایش می دهد. در نتیجه، این مطالعه نقش حیاتی هندسه قطعات و ساختار هسته‌ای را در تعیین سد پتانسیل، احتمال نفوذ و نیمه عمر در شکافت سه گانه ایزوتوپ ^{255}Fm برجسته می سازد. نتایج نشان می دهند که مختصات خطی به طور مداوم منجر به کاهش سد پتانسیل، احتمال تونل زنی بالاتر و نیمه عمرهای کوتاه تر می شود، که از ترجیح بیشتر این مختصات برای شکافت سه تایی حمایت می کند. همچنین، حضور هسته های جادویی یا نزدیک به جادویی در میان پاره ها، همراه با پیکربندی زوج-زوج پاره ها، پایداری بالاتر و اثر قابل توجهی در کاهش سد پتانسیل و افزایش احتمال وقوع شکافت از کانال خروجی مربوطه می شود. این یافته ها اهمیت مدل سازی دقیق هندسه هسته و ساختار پوسته ای را برای پیش بینی ویژگی های شکافت سه گانه با دقت بیشتر مورد تأیید قرار می دهد.

۵-مراجع:

- [۱] L Meitner, O Hahn and F Strassmann, it Z. Phys, ۱۰۶, ۲۴۹ (۱۹۳۷).
- [۲] L Meitner, F Strassmann and O Hahn, Z. Physik, ۱۰۹, ۵۳۸ (۱۹۳۸).
- [۳] L Meitner and O R Frisch, Nature, ۱۴۳, ۴۷۱ (۱۹۳۹).
- [۴] A Sandulescu, F Carstoiu, S Misicu, A Florescu and A V Ramayya et al., J. Phys. G: Nucl Part. Phys., ۲۴, ۱۸۱ (۱۹۹۸).
- [۵] Yu V Pyatkov, P Thierolf, M Mutterer, K H Schmidt, Eur. Phys. J. A, ۵۲, ۳۱۷ (۲۰۱۶).
- [۶] L Rosen and A M Hudson, Phys. Rev., ۷۸, ۵۳۳ (۱۹۵۰).
- [۷] A V Ramayya, J K Hwang, J H Hamilton, A Sandulescu et al., Phys. Rev. Lett., ۸۱, ۹۴۷ (۱۹۹۸).
- [۸] K Manimaran and M Balasubramaniam, Phys. Rev. C, ۸۳, ۰۳۴۶۰۹ (۲۰۱۱).
- [۹] K P Santhosh, S Krishnan and B Priyanka, Eur. Phys. J. A, ۵۰, ۶۶ (۲۰۱۴).
- [۱۰] M L Muga, in Proceedings of the IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission Salzburg, Vienna, (۱۹۶۵), IAEA, Vienna, vol. ۲, p. ۴۰۹,
- [۱۱] W von Oertzen and A K Nasirov, Physics Letters B, ۷۳۴, ۲۳۴ (۲۰۱۴).
- [۱۲] K Manimaran and M Balasubramaniam, Phys. Rev. C, ۷۹(۲), ۰۲۴۶۱۰ (۲۰۰۹).



مطالعه وابستگی PCR و قله های پس پراکندگی چشمه های گامای ^{60}Co و ^{137}Cs ، ^{241}Am و ^{241}Am در آشکارساز FASTSCAN در شبیه سازی MCNPX و تاثیر حفاظ های اطراف آشکارساز (کد مقاله: ۱۰۲۱)

کرمی، محمد*^(۱) - میری حکیم آباد، هاشم^(۱)

۱- دانشگاه فردوسی مشهد- دانشکده علوم- گروه فیزیک

چکیده:

در این پروژه مقایسه داده‌های مربوط به آهنگ شمارش تجربی و شبیه‌سازی MCNPX چشمه‌های نقطه‌ای گامای ^{137}Cs ، ^{60}Co و ^{241}Am در مقابل آشکارسازهای یدور سدیم دستگاه FASTSCAN و در واقع اعتبارسنجی داده‌های محاسباتی انجام شده است.

طیف چشمه‌های گامای فوق را در مکان‌های مختلف شبیه‌سازی شده و رابطه ارتفاع پالس با انرژی و نیز مکان هر چشمه بررسی شده است.

بعنوان هدف اصلی پروژه، برای سنجش توانایی آشکارساز در شناسایی قله‌های انرژی پایین، نسبت شرکت در فوتوالکتریک به کامپتون (PCR) نیز برای چشمه‌های گامای فوق در مکان‌های مختلف محاسبه گردید و رابطه این نسبت با انرژی چشمه و مکان چشمه مورد بررسی قرار گرفته است.

قله بزرگ و پهن پس پراکندگی در طیف گامای چشمه‌ها با تغییر و جایگزینی حفاظ اطراف با هوا و مواد با چگالی بیشتر و کمتر بررسی شد و وابستگی ارتفاع این قله نیز مورد مطالعه قرار گرفت.

کلمات کلیدی: طیف گاما-شبیه سازی-پس پراکندگی-حفاظ گاما-کامپتون-PCR- MCNPX-FASTSCAN

مقدمه:

برای اندازه‌گیری پرتوگیری داخل بدن از آشکارسازهای تابش یدور سدیم استفاده می‌شود. برای شمارش فوتون‌های رسیده از بدن فردی که مواد پرتوزا استنشاق کرده و دچار آلودگی داخلی رادیونوکلئیدها شده‌است، دستگاه FASTSCAN بعنوان شمارنده کل بدن استفاده می‌شود. که شامل مجموعه‌ای از آشکارسازها به همراه حفاظ اطراف بدن و آشکارسازها می‌باشد. این دستگاه از مجموع پاسخ آشکارسازهای یدور سدیم استفاده کرده و در کوتاهترین زمان پاسخ سریع و دقیق را می‌دهد. در این دستگاه فرد داخل یک محفظه مکعبی شکل و دارای حفاظ، روبروی آشکارسازها قرار گرفته و پرتوهای رسیده از کل بدن شمارش می‌شود. حفاظ اطراف آن نیز می‌تواند پس‌زمینه طیف خروجی را به حداقل برساند.

بنابراین، در این پژوهش به تمام جنبه‌هایی که در مدرج‌سازی سیستم سنجش آلودگی پرتویی اثرگذار هستند، پرداخته خواهد شد. برای این منظور ابعاد، ضخامت و جنس مواد تشکیل‌دهنده اتاقک باید با دقت شبیه‌سازی شود. علاوه بر آن، لازم است ایزوتوپ‌های اصلی تشکیل دهنده آلودگی پرتویی لحاظ شود که در این پروژه با موارد مختلف مثل تاثیر حفاظ بر قله های پس پراکندگی و نسبت شرکت در فوتوالکتریک به کامپتون (PCR) سنجیده می‌شوند. روی فانتوم های انسان و آشکارسازهای

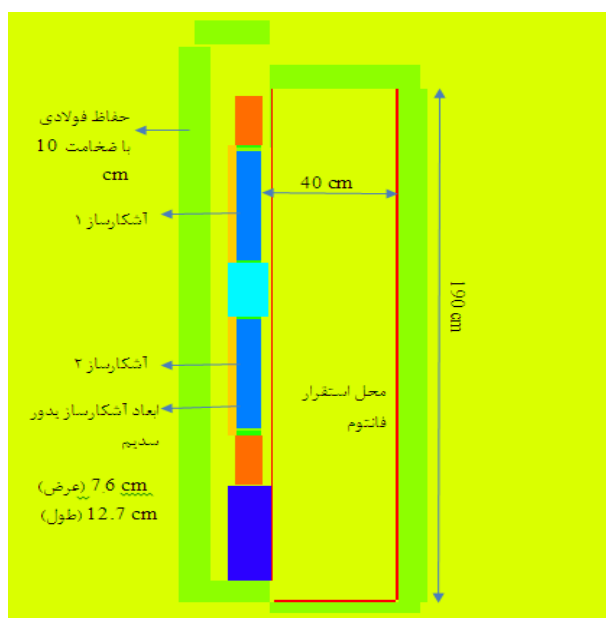


FASTSCAN و بازده آشکارسازی آنها پژوهش صورت گرفته است ([۱] و [۲]) ولی کمتر به PCR پرداخته شده است و پژوهش روی آن نتایج جالبی می‌تواند داشته باشد. همینطور روی حفاظ‌های اطراف آشکارساز بحث شده است [۳] ولی روی تاثیر حفاظ‌های اطراف آن پژوهشی صورت نگرفته است. در ابتدا لازم است داده‌های شبیه‌سازی با داده‌های تجربی مقایسه و روش شبیه‌سازی تایید شود. برای این منظور، با شبیه‌سازی دستگاه FASTSCAN و دو آشکارساز دستگاه، پاسخ این دستگاه برای چشمه‌های نقطه‌ای مختلف و در مکان‌های مختلف محاسبه خواهد شد. زیرا چشمه‌های متفاوت پرتوزا با انرژی‌های مختلف پس از استنشاق در سانه هسته‌ای، در اندام‌های مختلف بدن و مکان‌های متفاوت انباشته شده و پرتودهی می‌کنند.

مقایسه داده‌های حاصل از شبیه‌سازی MCNPX با داده‌های تجربی برای دستگاه FASTSCAN

ساختار هندسی و مواد مورد استفاده در سیستم آشکارسازی مورد نظر ما در شبیه‌سازی MCNPX در شکل ۱ مشاهده می‌شود. این ساختار از یک چهارچوب از جنس فولاد کربنی (ماده مقاوم همراه با انعطاف‌پذیری کمتر نسبت به بقیه انواع فولاد) تشکیل شده است [4]. پنجره‌ی این چهارچوب از جنس پلی‌اتیلن می‌باشد. روبروی این پنجره و متصل به چهارچوب پنجره، چهارچوب دیگری از جنس فولاد کربنی قرار دارد. این چهارچوب دارای یک پنجره است و پشت این پنجره دو آشکارساز یدور سدیم قرار گرفته‌اند. مجموعه هر دو آشکارساز نیز روی پایه‌ای از جنس چارچوب یا فولاد کربنی ایستاده است [3].

نمای جانبی از سیستم شبیه‌سازی شده و مکان قرارگیری آشکارسازها و فانتوم انسان در شکل ۱ رسم شده است.



شکل ۱: نمای جانبی از ابعاد و مکان و مواد شمارنده کل بدن FASTSCAN

مکان، انرژی، نوع چشمه‌ها، آشکارسازها، حفاظ و دیگر قسمت‌های دستگاه FASTSCAN با استفاده از کد MCNPX2.6 شبیه‌سازی شده است. چشمه‌های نقطه‌ای گامای ^{241}Am با انرژی ۶۰ keV، ^{137}Cs با انرژی ۶۶۲ keV، ^{60}Co با انرژی‌های



۱۱۷۰ keV و ۱۳۳۰ keV بطور جداگانه در مکان‌های (۰ و ۱۵/۶ و ۲۵/۴) و (۰ و ۱۵/۶ و ۵۰/۸) و (۰ و ۱۵/۶ و ۷۶/۲) و (۰ و ۱۵/۶ و ۱۰۱/۶) بر حسب سانتی‌متر و در ارتفاع‌های ۲۵/۴ و ۵۰/۸ و ۷۶/۲ و ۱۰۱/۶ و ۱۲۷ سانتی‌متری از کف دستگاه واقع شده‌اند. بطوریکه چشمه در مقابل دو آشکارساز یدور سدیم و مقابل دیوار فولادی پشتی از مجموعه حفاظ فولادی اطراف، قرار گرفته است. انرژی و احتمال گسیل فوتون‌های حاصل از واپاشی این چشمه‌ها نیز از پایگاه داده ENSDF استخراج شده‌است [5].

تالی ارتفاع پالس F8 برای آشکارسازهای فوقانی و آشکارساز زیرین و مجموع دو آشکارساز دستگاه FASTSCAN استفاده شده‌است. این تالی نشان‌دهنده‌ی تعداد گاما‌های برجای گذاشته شده در حجم فعال آشکارساز یا تعداد ذرات فوتون ثبت شده توسط آشکار ساز به ازای یک گامای ورودی به آشکارساز، حاصل از یک واپاشی چشمه‌گاما در طی برهمکنش‌های پراکندگی کامپتون، جذب فوتوالکتریک یا تولیدزوج می‌باشد.

کارت FTn (n شماره تالی مورد نظر در اینجا ۸) اصلاحات خاصی را روی کارت تالی F8 بوسیله متغیرهای GEB اعمال می‌کند (FTn GEB a b c). در اینجا a، b و c مقادیر ثابتی هستند که از برازش منحنی FWHM (بر حسب MeV) بر حسب انرژی ($FWHM = a + b\sqrt{E} + cE^2$) بدست آمده است. تالی FT برای مجموع دو آشکارساز به همراه مقادیر GEB به اینصورت استفاده شده است:

$$ft38 \text{ GEB } -9.67e-3 \quad 9.27e-2 \quad -1.68e-1$$

در جدول ۱ آهنگ شمارش محاسباتی چشمه‌ها در مکان‌ها و ارتفاع‌های ذکر شده در حالت چند چشمه هم‌زمان و هم‌مکان برای مجموع دو آشکارساز بر حسب cps به همراه نتایج تجربی آورده شده‌است

فاصله	آهنگ شمارش	آهنگ شمارش	آهنگ شمارش	آهنگ شمارش
از کف	خالص مجموع	خالص مجموع	خالص مجموع	خالص مجموع
دستگ	آشکارسازها برای	آشکارسازها برای	آشکارسازها	آشکارسازها برای
اه	^{241}Am	برای ^{137}Cs	^{60}Co	^{60}Co
(cm)		(۱۱۷۰ keV peak)	(۱۳۳۰ keV peak)	
شبیه- اندازه- خطای نسبی ساز گیری	شبیه- اندازه- خطای نسبی ساز گیری	شبیه- اندازه- خطای نسبی ساز گیری	شبیه- اندازه- خطای نسبی ساز گیری	شبیه- اندازه- خطای نسبی ساز گیری



نسبی (%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)	(%)
۲۵/۴	۸۰/۹۲	۷۶/۲۲	۶/۲	۶۱/۳۶	۶/۲۱	۸/۷	۵۹/۴۸	۶۰/۴۱	۱/۵	۵۶/۵۲	۵۴/۹۷	۲/۸	
					۷								
۵۰/۸	۲۵۷/۳۹	۲۶/۴۶	۳	۱۴۱/۶۶	۱۵/۹۲	۹/۷	۱۲۸/۳۵	۱۲۶/۴۹	۱/۵	۱۲۰/۰۷	۱۱۶/۵۳	۳	
		۵			۶								
۷۶/۲	۵۴۹/۹۲	۵۶/۹۲	۳	۲۵۵/۶۳	۲۷/۹۰	۷	۲۲۱/۱	۲۱۳/۰۵	۳/۸	۲۰۲/۰۸	۱۹۳	۵/۱	
		۶			۴								
۱۰۱/۶	۵۹۰/۷۲	۵۶/۷۹	۴/۹	۲۸۶/۴۵	۲۹/۷۷	۳/۵	۲۵۴/۷۹	۲۳۸/۳۵	۶/۹	۲۳۰/۴۹	۲۳۳/۰۲	۱/۱	
		۲			۶								
۱۲۷	۵۵۰/۲۸	۵۲/۴۸	۵/۳	۲۸۳/۶۹	۲۸۶/۱۸	۰/۹	۲۵۴/۵۶	۲۴۴/۲۷	۴/۲	۲۲۹/۹۱	۲۲۷/۸	۰/۹	
		۲											

جدول ۱: آهنگ شمارش خالص محاسباتی مجموع دو آشکارساز یدور سدیم به همراه مقادیر تجربی برای پرتوهای گامای چشمه‌های Am^{241} ، Cs^{137} و Co^{60} همزمان در ارتفاع‌های ۲۵/۴، ۵۰/۸، ۷۶/۲، ۱۰۱/۶ و ۱۲۷ سانتی‌متر از کف دستگاه

FASTSCAN

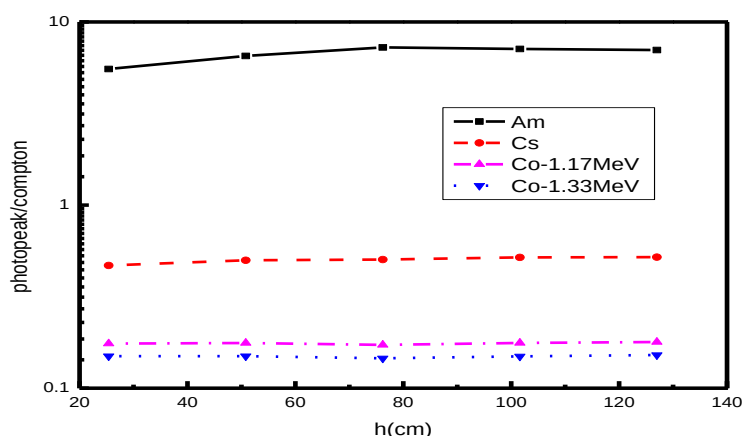
همانطور که در جدول ۱ مشاهده می‌شود، نتایج تجربی و محاسباتی با اختلاف بسیار کمی به هم نزدیک بوده و با خطای کمتر از ۱۰ درصد باهم مطابقت دارند و به این ترتیب با اعتبارسنجی داده‌های محاسباتی روش شبیه‌سازی تایید می‌شود. با توجه به جدول ملاحظه می‌شود که هرچه انرژی چشمه‌ی گاما بیشتر باشد شمارش خالص گاما در مجموع دو آشکارساز کمتر است، زیرا احتمال برهمکنش فوتوالکتریک برای گامای پر انرژی کمتر است. جذب فوتوالکتریک کمتر برای گامای پر انرژی به خاطر نفوذ زیاد این نوع پرتو در آشکارسازهاست. همچنین با ارتفاع گرفتن چشمه و نزدیک‌تر شدن آن به آشکارسازها، شمارش خالص گاما افزایش می‌یابد که دلیل آن بزرگ‌تر شدن زاویه فضایی چشمه و آشکارسازها و افزایش احتمال نفوذ پرتوهای گاما به آشکارسازها می‌باشد.

پارامتر PCR چشمه‌های Am^{241} ، Cs^{137} و Co^{60} در دستگاه FASTSCAN

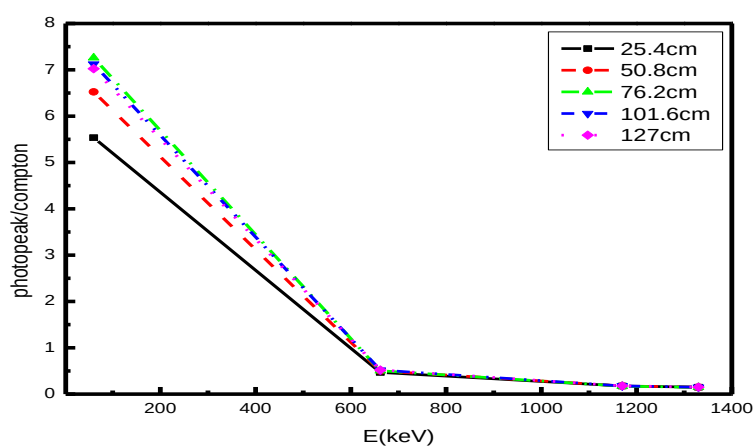
برای نشان دادن توانایی آشکارساز در شناسایی قله‌های انرژی پایین در حضور قله‌های پرانرژی‌تر، نسبت شرکت در فوتوپیک به کامپتون تعریف می‌شود که با کمیت PCR نشان داده می‌شود. این کمیت با توجه به داده‌های قله فوتوالکتریک و پشته کامپتون به دست می‌آید.

شکل‌های ۲ و ۳ وابستگی کمیت PCR به مکان و انرژی چشمه‌ها را برای سه چشمه‌ی Am^{241} ، Cs^{137} و Co^{60} نشان می‌دهد.

دهد. این چشمه‌ها همزمان باهم در یک مکان و در ارتفاع‌های ۲۵/۴، ۵۰/۸، ۷۶/۲، ۱۰۱/۶ و ۱۲۷ سانتی‌متری از کف دستگاه FASTSCAN قرار دارند.



شکل ۲: وابستگی مکانی PCR چشمه‌های ^{241}Am ، ^{137}Cs و ^{60}Co



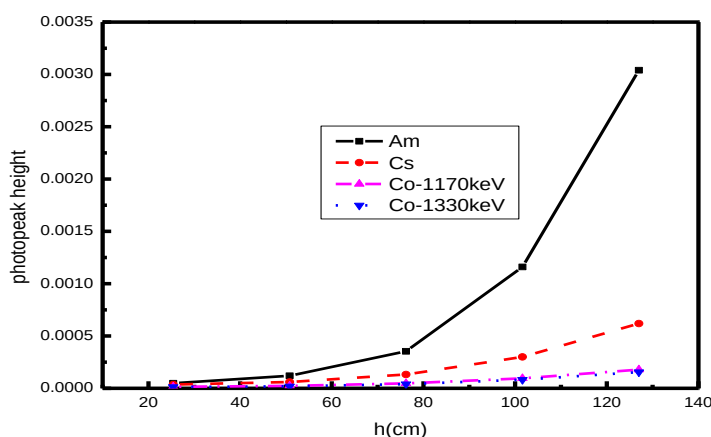
شکل ۳: وابستگی به انرژی PCR چشمه‌های ^{241}Am ، ^{137}Cs و ^{60}Co در ارتفاع‌های مختلف از کف دستگاه FASTSCAN

با توجه به شکل ۲ مشاهده می‌شود که کمیت PCR به مکان چشمه وابسته نیست و چشمه در هر مکانی باشد این نسبت برای آشکارسازها یکسان است و حتی برای چشمه‌های حجمی نیز قابل استفاده خواهد بود. اما در شکل ۳ ملاحظه می‌شود که هر چه انرژی چشمه کمتر باشد این نسبت بزرگتر است. در واقع توانایی آشکارساز در آشکارسازی گاما افزایش می‌یابد. از لحاظ فیزیکی نیز با افزایش انرژی، احتمال جذب فوتوالکتریک به سرعت کاهش می‌یابد و با آهنگ کمتری احتمال برهمکنش کامپتون نیز کاهش می‌یابد. در نتیجه با کاهش انرژی چشمه این کمیت افزایش می‌یابد.



تاثیر حفاظ اطراف آشکارساز بر قله‌ی پس‌پراکندگی چشمه‌ها در دستگاه FASTSCAN

حال به بررسی تاثیر حفاظ اطراف آشکارساز بر قله‌ی پس‌پراکندگی پرداخته می‌شود. اثر انرژی و مکان چشمه بر قله پس پراکندگی در شکل زیر نشان داده شده‌است:



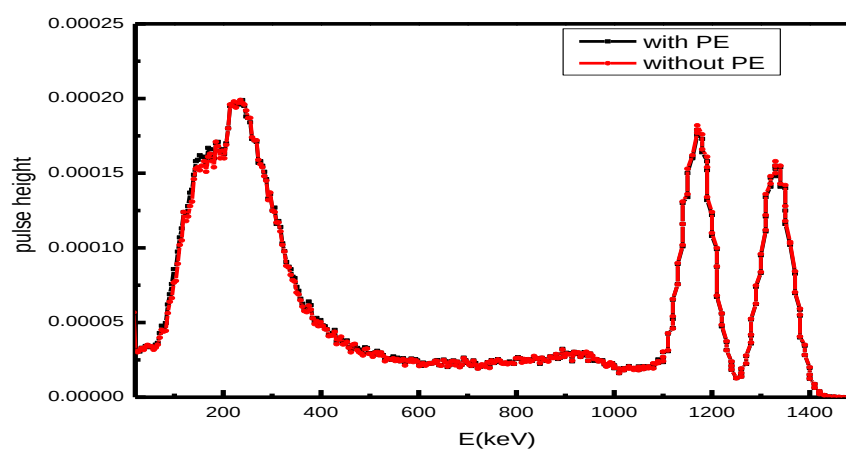
شکل ۴: وابستگی ارتفاع قله پس‌پراکندگی مجموع دو آشکارساز به مکان چشمه‌های Am^{241} ، Cs^{137} و Co^{60} در ارتفاع‌های مختلف از کف دستگاه FASTSCAN

همانطور که مشاهده می‌شود با بالا رفتن مکان چشمه و نزدیک شدن آن به آشکارسازها، ارتفاع قله پس‌پراکندگی افزایش می‌یابد. زیرا با بالا رفتن مکان چشمه، چشمه به آشکارسازها نزدیکتر و زاویه فضایی چشمه و آشکارساز بزرگتر می‌شود. در نتیجه پراکندگی بیشتری در سطح آشکارساز، حفاظ آن یا حفاظ اطراف آن می‌تواند رخ دهد. تنها استثنا برای چشمه Am^{241} در ارتفاع ۱۲۷ سانتی‌متر است که به دلیل نزدیکی بیشتر به آشکارسازها، تعدادی از پرتوهای گامای کم‌انرژی آن توسط پنجره آشکارسازها جذب شده‌اند. دیگر چشمه‌ها در ارتفاع ۱۲۷ سانتی‌متر و نزدیکترین فاصله به آشکارسازها بالاترین قله پس پراکندگی را دارند.

هر چه انرژی گامای چشمه کمتر باشد، نفوذ آن به داخل آشکارساز کاهش می‌یابد. پس احتمال برهمکنش با سطح آشکارساز، حفاظ آن یا حفاظ اطراف افزایش می‌یابد و ارتفاع قله‌ی پس‌پراکندگی افزایش می‌یابد. مطابق شکل ۴ در همه مکان‌ها ارتفاع قله‌ی پس‌پراکندگی چشمه Am^{241} از چشمه Cs^{137} و Co^{60} بالاتر است.

برای نشان دادن تاثیر حفاظ اطراف بر این قله، لایه پلی‌اتیلنی اطراف آن در برنامه شبیه‌سازی MCNPX، حذف و به جای آن

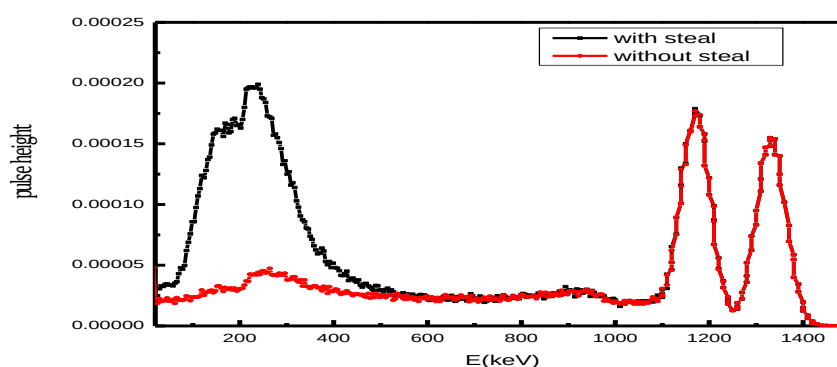
هوا ————— قرار داده شد ————— داده است.



شکل ۵: طیف گامای شبیه‌سازی شده‌ی تک‌چشمه Co^{60} در ارتفاع ۱۲۷ سانتی‌متری از کف دستگاه FASTSCAN حاصل از آشکارساز فوقانی در حضور لایه پلی‌اتیلنی حفاظ اطراف (with PE) و عدم حضور این لایه (without PE)

مطابق شکل ۵ این لایه تأثیری در قله پس‌پراکندگی طیف گامای Co^{60} ندارد. زیرا، عدد اتمی این ماده کم است. در نتیجه، پرتوهای گامای این چشمه به دلیل انرژی زیاد به راحتی می‌توانند از این ماده عبور کنند.

برای بررسی اثر حفاظ فولادی اطراف آشکارساز و چشمه، این حفاظ را حذف و به جای آن هوا قرار داده شده‌است. نتایج حاصل در شکل ۶ مشاهده می‌شود.



شکل ۶: طیف گامای شبیه‌سازی شده‌ی تک‌چشمه Co^{60} در ارتفاع ۱۲۷ سانتی‌متری از کف دستگاه FASTSCAN حاصل از آشکارساز فوقانی در حضور حفاظ فولادی اطراف (with steal) و عدم حضور حفاظ (without steal)

همانطور که در شکل ۶ مشاهده می‌شود بدون حفاظ فولادی قله‌ی پس‌پراکندگی کوچکی وجود دارد ولی با حضور این حفاظ فولادی، قله‌ی پس‌پراکندگی بزرگ و پهنی ایجاد شده‌است که تأثیر حفاظ اطراف را بر قله‌ی پس‌پراکندگی طیف گاما نشان می‌دهد.



نتیجه‌گیری

با مقایسه داده‌های مربوط به آهنگ شمارش تجربی و شبیه‌سازی MCNPX چشمه‌های نقطه‌ای گامای ^{137}Cs ، ^{241}Am و ^{60}Co که در مقابل آشکارسازهای یدور سدیم دستگاه FASTSCAN انجام شده‌است، نتایج تجربی و محاسباتی تطابق خوبی را نشان می‌دهند. نتایج نشان می‌دهند که شمارش خالص آشکارسازها با مکان چشمه رابطه مستقیم و با انرژی چشمه‌ها رابطه عکس دارد.

طیف چشمه‌های گامای فوق را در مکان‌های مختلف شبیه‌سازی شده و نتایج نشان داد که ارتفاع پالس با انرژی رابطه عکس و با مکان هر چشمه رابطه مستقیم دارد.

نسبت شرکت در فوتوالکتریک به کامپتون نیز برای چشمه‌های گامای فوق در مکان‌های مختلف محاسبه گردید و نتایج نشان داد که این نسبت با انرژی چشمه رابطه عکس دارد ولی به مکان چشمه وابسته نمی‌باشد.

قله بزرگ و پهن پس پراکندگی در طیف گامای چشمه‌ها با تغییر و جایگزینی حفاظ اطراف با هوا و مواد با چگالی بیشتر و کمتر بررسی شد و نتایج نشان دادند که علت آن حفاظ فولادی است. اما ارتفاع این قله تابع چگالی ماده‌ی حفاظ نمی‌باشد.

مراجع

[۱] Zhang B, Mille M, Xu XG. An analysis of dependency of counting efficiency on worker anatomy for in vivo measurements: whole-body counting. *Physics in Medicine & Biology*. ۲۰۰۸ Jun ۱۱;۵۳(۱۳):۳۴۶۳.

[۲] Bhati S, Patni HK, Ghare VP, Singh IS, Nadar MY. Monte Carlo calculations for efficiency calibration of a whole-body monitor using BOMAB phantoms of different sizes. *Radiation protection dosimetry*. ۲۰۱۱ Apr ۲۹;۱۴۸(۴):۴۱۴-۹.

[۳] Graham, H.R., ۲۰۱۵. Monte Carlo Simulations for the Purpose of Efficiency Curve Calibration for the Fastscan Whole Body Counter. M. Sc. Thesis, Faculty of Energy Systems and Nuclear Science University of Ontario Institute of Technology.

[۴] Carlan LD, Roch P, Blanchardon E, Franck D. Application of voxel phantoms in whole-body counting for the validation of calibration phantoms and the assessment of uncertainties. *Radiation protection dosimetry*. ۲۰۰۶ Aug ۳;۱۲۵(۱-۴):۴۷۷-۸۲.

[۵] <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>



تحلیل و ارزیابی ویژگی های شعاع باری و انرژی حالت پایه ایزوتوپ های اکسیژن با تاکید بر ساختار هاله ای (کد مقاله : ۱۰۳۲)

ملکی نژاد^۱، نسرین^۱ - شجاعی، محمدرضا^۱ -

^۱. دانشگاه صنعتی شاهرود، دانشکده فیزیک و مهندسی هسته ای، گروه هسته ای

چکیده:

مطالعه شعاع باری و انرژی حالت پایه در ایزوتوپ‌های غنی از نوترون، به‌ویژه ایزوتوپ‌های اکسیژن، از اهمیت بالایی در فیزیک هسته‌ای برخوردار است. این مطالعات امکان درک بهتر توزیع بار، ساختار نوکلئونی، و پایداری هسته‌ها را فراهم می‌کند. هسته‌های هاله‌ای، به‌عنوان نمونه‌هایی با توزیع گسترده نوترون فراتر از پتانسیل هسته‌ای، نقش برجسته‌ای در این زمینه ایفا می‌کنند. ایزوتوپ ^{823}O ، به دلیل شعاع باری بزرگ‌تر از حد معمول و انرژی حالت پایه پایین‌تر نسبت به دیگر ایزوتوپ‌ها، یکی از نمونه‌های بارز چنین ساختارهایی است. در این پژوهش، شعاع باری و انرژی حالت پایه برای ایزوتوپ‌های مختلف اکسیژن با استفاده از داده‌های تجربی و مدل‌های نظری مورد بررسی قرار گرفته است.

کلمات کلیدی: ایزوتوپ های اکسیژن، هسته های هاله، شعاع باری، انرژی حالت پایه

Title Analysis and Evaluation of Charge Radius Properties and Ground State Energy of Oxygen Isotopes with Emphasis on Halo Structure

Malekinezhad, Nasrin^{۱*}, Shojaei, mohammadreza^۱

^۱. Shahrood university of technology, Faculty of physics and nuclear engineering

Abstract:

The study of charge radii and ground state energy in neutron-rich isotopes, particularly oxygen, is crucial in nuclear physics. These studies enhance understanding of charge distribution, nucleonic structure, and nuclear stability. Halo nuclei with extended neutron distributions beyond the nuclear potential are key examples. The ^{823}O isotope, with its unexpectedly large charge radius and low ground state energy, exemplifies such structures. This research investigates charge radii and ground state energy of oxygen isotopes using experimental data and theoretical models.

Key words: Oxygen isotopes, halo nuclei, charge radii, ground state of energy.



۱ - مقدمه:

حوزه‌ی مطالعاتی هسته‌های هاله‌ای، به‌ویژه ایزوتوپ‌های غنی از نوترون، از زمان کشف این پدیده در اواسط دهه‌ی ۱۹۸۰ میلادی، توجه گسترده‌ای را در جامعه‌ی علمی برانگیخته است. این حوزه با انتشار صدها مقاله و پژوهش، سهم قابل توجهی در درک ساختار هسته‌های ناپایدار و نقش پدیده‌های کوانتومی در هسته‌ها داشته است. نخستین شواهد تجربی از وجود هسته‌های هاله‌ای توسط تانیها^۱ و همکارانش در سال ۱۹۸۵ ارائه شد، زمانی که آن‌ها با استفاده از اندازه‌گیری سطح مقطع برخورد بسیار بزرگ، به بررسی ایزوتوپ‌های غنی از نوترون مانند ^{11}Li پرداختند [۱، ۲]. این پژوهش نشان داد که نوترون‌ها در این ایزوتوپ‌ها به‌شکلی غیرمعمول در خارج از هسته مرکزی توزیع شده‌اند و ساختار هاله‌ای را تشکیل می‌دهند. هانسن و جانسون نیز در سال ۱۹۸۷ با معرفی اصطلاح "هاله"^۲ در توصیف این ایزوتوپ‌ها، نقش کلیدی در توسعه‌ی این مفهوم ایفا کردند [۳]. این ساختار هاله‌ای در ایزوتوپ‌های اکسیژن، به‌ویژه ^{23}O مورد توجه قرار گرفته است، چرا که شعاع باری بزرگ و انرژی حالت پایه پایین این ایزوتوپ نشان‌دهنده‌ی گسترش چشمگیر توزیع نوترون در خارج از پتانسیل مرکزی هسته است. در هسته‌های هاله‌ای مانند ^{23}O نوترون‌های هاله دارای احتمال بالایی هستند که در مناطقی فراتر از چاه پتانسیل میدان میانگین قرار گیرند. این توزیع گسترده با استفاده از مدل‌های نظری، از جمله مدل‌های دوجسمی ساده، قابل توضیح است. در این مدل‌ها، هسته مرکزی به‌عنوان یک جسم واحد و نوترون هاله به‌عنوان یک ذره جداگانه در نظر گرفته می‌شود. این ساده‌سازی امکان محاسبه‌ی دقیق تابع موج و ویژگی‌های هسته‌ای را فراهم می‌کند. در ایزوتوپ‌های اکسیژن، به‌ویژه ^{23}O ویژگی‌هایی همچون شعاع باری بزرگ‌تر از حد معمول و رفتار نمایی تابع موج در نواحی خارج از هسته مرکزی، گواهی بر وجود ساختار هاله‌ای است. این ساختار به‌ویژه در پژوهش‌های اخیر مورد توجه قرار گرفته و نقش مهمی در درک توزیع نوکلئون‌ها و پایداری ایزوتوپ‌های غنی از نوترون ایفا کرده است. برخلاف هسته‌های هاله پروتونی، که به دلیل سد کولنی گستردگی کمتری دارند، هاله‌های نوترونی به دلیل نبود این سد، توزیع گسترده‌تری از نوترون‌ها در اطراف هسته نشان می‌دهند [۴، ۵]. این یافته‌ها، به‌ویژه در مورد ایزوتوپ‌های اکسیژن، چشم‌اندازهای جدیدی را برای مطالعه و مدل‌سازی هسته‌های ناپایدار و پدیده‌های هسته‌ای فراهم کرده‌اند [۶].

۲ - روش کار:

بسیاری از ویژگی‌های کلی هسته‌های هاله‌ای یک نوترونی را می‌توان با استفاده از یک مدل ساده چندجسمی شامل هسته مرکزی و نوترون‌های ظرفیت که توسط یک پتانسیل کوتاه‌برد مقید شده است، مطالعه کرد. اگر درجات آزادی داخلی نوکلئون‌های موجود در هسته مرکزی از درجه آزادی نوترون ظرفیت جدا شوند، تابع موج هسته چندجسمی را می‌توان به راحتی ساده‌سازی کرد. احتمال کلی یافتن نوترون‌ها در خارج از محدوده پتانسیل بیشتر از احتمال یافتن آن‌ها در داخل پتانسیل است به عبارت دیگر، نوترون با احتمال بیشتری فراتر از محدوده پتانسیلی که آن را به هسته مقید می‌کند یافت می‌شود. برای هسته‌های هاله‌ای، بخش غالب تابع موج در خارج از پتانسیل قرار دارد و بیشتر ویژگی‌های فیزیکی آن ناشی از رفتار دنباله‌ی تابع موج است. در واقع، ویژگی‌های چنین سیستم‌هایی وابستگی بسیار کمی به شکل پتانسیل دارند. در این مطالعه، معادله شرودینگر را در D بعد برای نوکلئون‌های ظرفیت حل کرده‌ایم. نوکلئون‌های موجود در هسته این ایزوتوپ‌ها به‌عنوان یک سیستم

^۱ Tanihata

^۲ halo



چندذره‌ای مدل‌سازی شده‌اند و با بهره‌گیری از مختصات ژاکوبی [۷-۹] به محاسبه ترازهای انرژی و توابع موج پرداخته‌ایم. روش‌های مرسوم حل معادله شرودینگر عمدتاً بر پایه سیستم‌های دوجسمی توسعه یافته‌اند. با این حال، از آنجا که هسته‌های اتمی سیستم‌هایی چندجسمی (متشکل از چند نوکلئون) هستند، به چارچوب مختصاتی جدیدی نیاز داریم که امکان تحلیل چنین سیستم‌هایی را فراهم کند. برای سیستم‌های چندجسمی شامل N ذره با جرم یکسان، می‌توان با استفاده از تبدیل مختصات ژاکوبی معادله شرودینگر را حل کرد. این تبدیل ابزار مناسبی برای کاهش پیچیدگی‌های ناشی از درجات آزادی سیستم‌های چندذره‌ای فراهم می‌آورد.

$$\xi_i = \sqrt{\frac{i}{i+1}} \left(\frac{1}{i} \sum_{j=1}^i \vec{x}_j' - \vec{x}_{i+1}' \right), \quad i=1, 2, \dots, N-1 \quad (1)$$

$$\xi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\vec{x}_1' - \vec{x}_2') \quad (2)$$

$$\xi_2 = \frac{1}{\sqrt{6}} (\vec{x}_1' + \vec{x}_2' - 2\vec{x}_3') \quad (3)$$

$$R = \frac{\vec{x}_1' + \vec{x}_2' + \vec{x}_3'}{3} \quad (4)$$

ابر شعاع را به صورت زیر تعریف می‌کنیم

$$r = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2} \quad (5)$$

انتخاب پتانسیل در یک سیستم هسته‌ای نقش کلیدی در توصیف رفتار نوکلئون‌ها و پیش‌بینی خواص و ساختار هسته‌ها دارد. در فیزیک هسته‌ای، از پتانسیل‌های کوتاه‌برد برای توصیف برهم‌کنش‌های نوکلئون‌ها استفاده می‌شود. انتخاب صحیح پتانسیل، به تطابق آن با داده‌های تجربی و قابلیت مدل‌سازی پدیده‌های مورد نظر بستگی دارد. در این مقاله، پتانسیل پیشنهادی ما به صورت زیر تعریف شده است [۱۰]:

$$V(r) = -V_0 \frac{\exp(-2\alpha r)}{r^2} + \frac{V_1 \exp(-\alpha r)}{r} \quad (6)$$

۱-۱- محاسبه ویژه مقادیر و ویژه توابع در حالت پایه

بخش شعاعی معادله شرودینگر در فضای D -بعدی به صورت رابطه زیر بیان می‌شود:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{D-1}{r} \frac{d}{dr} - \frac{l(l+D-2)}{r^2} \right) + V(r) \right] R_{n,l}(r) = E R_{n,l}(r) \quad (7)$$

که در آن $D = 3N - 3$ و N تعداد ذرات است. با قرار دادن پتانسیل در رابطه بالا به رابطه زیر می‌رسیم:



$$(۸) \quad \left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{D-1}{r} \frac{d}{dr} + \frac{2\mu}{\hbar^2} (E + V_0 \frac{\exp(-2\alpha r)}{r^2} - \frac{V_l \exp(-\alpha r)}{r} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{l(l+D-2)}{r^2}) \right] R_{n,l}(r) = 0$$

با توجه به محدودیت تعداد پتانسیل‌هایی که برای آن‌ها معادله شرودینگر به صورت دقیق قابل حل است و نیز عدم امکان حل تحلیلی معادله شرودینگر در حضور پتانسیل نمایی بدون اعمال تقریب، استفاده از روش‌های جایگزین برای حل این نوع پتانسیل‌ها ضروری به نظر می‌رسد. تاکنون روش‌های متعددی برای حل تحلیلی معادله شرودینگر پیشنهاد شده‌اند، از جمله روش ابرتقارن، روش NU، روش وردشی و روش تکرار مجانب. در این میان، روش تحلیلی Nikiforov-Uvarov در حل معادلات کوانتومی، چه در مکانیک کوانتومی نسبیتی و چه در غیرنسبیتی، عملکرد موفقی از خود نشان داده است. با اعمال تغییر متغیرهای زیر، معادله فوق به فرم معادلات عمومی روش NU تبدیل می‌شود [۱۱].

$$(۹) \quad -\eta_1^2 = \frac{2\mu}{\hbar^2} E + \frac{2\mu}{\hbar^2} V_l \alpha, \quad \eta_2 = -\frac{2\mu}{\hbar^2} (2\alpha V_0 + V_l), \quad -\eta_3 = \frac{2\mu}{\hbar^2} V_0 - l(l+D-2)$$

$$(۱۰) \quad \frac{dR_{n,l}(r)^2}{dr^2} + \frac{D-1}{r} \frac{dR_{n,l}(r)}{dr} + \frac{1}{r^2} (-\eta_1^2 r^2 + \eta_2 r + -\eta_3) R_{n,l}(r) = 0$$

۲-۱ حل معادلات دیفرانسیل مرتبه دوم با روش Nikiforov-Uvarov

در این جا معادله شرودینگر، پس از انتخاب یک تغییر متغیر مناسب، $S=S(r)$ به صورت معادله تبدیل یافته زیر است [۱۲]:

(11)

$$\Psi_n''(s) + \frac{\tilde{\tau}(s)}{\sigma(s)} \Psi_n'(s) + \frac{\tilde{\sigma}(s)}{\sigma^2(s)} \Psi_n(s) = 0$$

در این رابطه $\sigma(s)$ و $\tilde{\sigma}(s)$ چند جمله‌ای و حداکثر از مرتبه دوم هستند و $\tilde{\tau}(s)$ یک چند جمله‌ای است که حداکثر می‌تواند از مرتبه اول باشد. با در نظر گرفتن تابع موج $\Psi_n(s)$ به صورت حاصل ضرب:

$$(12) \quad \Psi_n(s) = \varphi_n(s) y_n(s)$$

تابع $\varphi(s)$ به عنوان یک مشتق لگاریتمی تعریف می‌شود.

$$(13) \quad \text{معادله (۱۱) به یک معادله} \quad \frac{\varphi'(s)}{\varphi(s)} = \frac{\pi(s)}{\sigma(s)}$$

فوق هندسی به شکل زیر تقلیل می‌یابد:

$$(14) \quad \sigma(s) y_n''(s) + \tau(s) y_n'(s) + \lambda y_n(s) = 0$$

که در آن $\tau(s) = \tilde{\tau}(s) + 2\pi(s)$ است و شرط $\tau'(s) < 0$ نیز باید برقرار باشد که بدان معنی است، مشتق مرتبه اول $\tau(s)$ باید منفی باشد. λ هم پارامتری است که به صورت ذیل تعریف می‌شود و تساوی دو رابطه (۱۵) ویژه مقادیر انرژی را مشخص می‌کند.



$$\begin{cases} \lambda_n = -n\tau'(s) - \frac{n(n-1)}{2}\sigma''(s), \\ \lambda = K + \pi'(s) \end{cases}, \quad (n=0,1,2,\dots)$$

(15)

باید به این نکته توجه کرد که پارامتر λ و λ_n از یک جواب خاص $y(s) = y_n(s)$ که چند جمله‌ای درجه n است به دست می‌آید. همچنین، جمله‌ی $y_n(s)$ یک تابع از نوع فوق هندسی است و از رابطه رودریگز^۸ به دست می‌آید:

$$y_n(s) = \frac{B_n}{\rho_n} \frac{d}{ds^n} (\sigma^n(s) \rho(s))$$

(16) در این رابطه B_n ثابت

بهنجارش و $\rho(s)$ تابع وزنی است که باید شرط زیر را برآورده کند:

$$\frac{d}{ds} \omega(s) = \frac{\tau(s)}{\sigma(s)} \omega(s) \quad \omega(s) = \sigma(s) \rho(s) \quad (17)$$

تابع $\pi(s)$ نیز به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\pi(s) = \frac{\sigma'(s) - \tilde{\tau}(s)}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma'(s) - \tilde{\tau}(s)}{2} \right)^2 - \tilde{\sigma}(s) + K\sigma(s)} \quad (18)$$

از آنجایی که باید $\pi(s)$ حداکثر یک چند جمله‌ای درجه یک باشد، جملات زیر رادیکال در معادله (۱۸) باید به صورت یک چند جمله‌ای درجه اول مرتب شوند و این، در صورتی ممکن است که مقدار $\Delta = b^2 - 4ac$ برابر صفر شود. در این حالت یک معادله برای K به دست می‌آید که پس از حل معادله، مقادیر به دست آمده برای K ، در معادله (۱۸) جایگذاری شده و با مقایسه با معادلات (۱۵) ویژه مقادیر انرژی را به دست می‌آوریم. شایان ذکر است که ویژه مقادیر انرژی و ویژه توابع مرتبط با آن‌ها برای سیستمی با پتانسیل غیرمرکزی مشخص را می‌توان به سادگی با استفاده از روش NU محاسبه کرد. با این حال، همان‌طور که پیش‌تر اشاره شد، این روش، مشابه بسیاری از روش‌های دیگر، در حل معادله شرودینگر با هر نوع پتانسیل غیرمرکزی دلخواه کاربرد ندارد و تنها برای دسته خاصی از پتانسیل‌ها که الزامات این روش را برآورده می‌کنند، قابل استفاده است. از این‌رو، در مواجهه با مسائل پیچیده، روش‌های عددی نقش کلیدی ایفا می‌کنند [۱۳]. از مساوی قرار دادن معادلات (۱۵) می‌توان معادله مربوط به انرژی را بدست آورد:

$$E = -V_l \alpha - \frac{\frac{2\mu}{\hbar^2} (2\alpha V_0 + V_l)^2}{[(2n+1) + 2\sqrt{l(l+D-2) - \frac{2\mu}{\hbar^2} V_0 + \frac{1}{4}}]} \quad (19)$$



در جدول ۱، اطلاعات مربوط به انرژی حالت پایه برای ایزوتوپ‌های مورد بررسی ارائه شده است، که داده‌های تجربی از نتایج آزمایش‌های عملی و اندازه‌گیری‌های مستقیم به دست آمده‌اند و مقادیر محاسبه‌شده با استفاده از روش‌های نظری و مدل‌های فیزیکی تعیین شده‌اند. هدف از این مقایسه، ارزیابی میزان دقت و قابلیت اطمینان مدل محاسباتی به‌کاررفته در این مقاله است، که به ما این امکان را می‌دهد تا تطابق میان پیش‌بینی‌های نظری و نتایج عملی را بررسی کنیم. در صورتی که این دو مجموعه داده به‌طور قابل قبولی با یکدیگر همخوانی داشته باشند، می‌توان نتیجه گرفت که روش محاسباتی به‌کاررفته از دقت بالایی برخوردار بوده و برای بررسی سیستم‌های مشابه نیز مناسب است. به‌علاوه، انحرافات احتمالی میان داده‌های تجربی و محاسباتی نیز می‌تواند اطلاعات مفیدی درباره نیاز به بهبود مدل‌ها یا درک بهتر از فیزیک سیستم ارائه دهد.

جدول ۱: انرژی حالت پایه ایزوتوپ‌های اکسیژن

ایزوتوپ	ضرایب پتانسیل			E_{our}	E_{Others} [۱۴]	E_{Exp} [۱۵]
	V_0	V_1	α			
$^{15}_8\text{O}$	۸۹/۴۹	۹۷/۵۹	۶۶۵/۰	۸۴۶/۱۱۱-	۲۷/۱۱۳-	۹۶/۱۱۱-
$^{17}_8\text{O}$	۶۳/۵۱	۹۸/۶۴	۶۹۹/۰	۳۶۳/۱۳۱-	۸۸/۱۳۲-	۷۷/۱۳۱-
$^{19}_8\text{O}$	۸۳/۷۴	۴۸/۱۰۸	۷۹۹/۰	۵۶۹/۱۴۳-	۸۷/۱۴۶-	۷۶/۱۴۳-
$^{21}_8\text{O}$	۵۳/۹۸	۶۸/۱۳۰	۸۸۹/۰	۱۹۸/۱۵۵-	۲۱/۱۶۰-	۱۷/۱۵۵-
$^{23}_8\text{O}$	۵۵/۴۴	۸۵/۱۰۱	۶۳۵/۰	۶۲۶/۱۶۴-	۹۴/۱۶۹-	۷۷/۱۶۴-

بر اساس داده‌های ارائه‌شده در جدول بالا، مشخص است که مقادیر محاسبه‌شده به‌طور چشمگیری با داده‌های تجربی هماهنگی دارند. این هماهنگی نه‌تنها نشان‌دهنده دقت بالای روش محاسباتی استفاده‌شده است، بلکه اعتبار آن را برای پیش‌بینی ویژگی‌های فیزیکی و انرژی سیستم‌های مشابه نیز تقویت می‌کند. از این‌رو، این روش می‌تواند به‌عنوان ابزاری کارآمد و قابل اعتماد برای تحلیل دقیق‌تر ایزوتوپ‌ها یا سیستم‌هایی با شرایط فیزیکی مشابه مورد استفاده قرار گیرد. انتظار می‌رود که به‌کارگیری این روش در چنین مواردی به نتایجی برسد که با مشاهدات تجربی سازگاری داشته و مسیر انجام پژوهش‌های پیشرفته‌تر را هموار سازد.

محاسبه شعاع باری:

با در اختیار داشتن تابع موج مربوط به حالت پایه، امکان محاسبه شعاع باری برای این سیستم چندذره‌ای فراهم می‌شود. شعاع باری یکی از ویژگی‌های مهم فیزیکی در توصیف ساختار هسته‌ای است که اطلاعات دقیقی درباره توزیع بار الکتریکی در داخل هسته ارائه می‌دهد. برای به‌دست آوردن تابع موج حالت پایه، از روابط و معادلات ذکر شده در روش تحلیلی NU استفاده می‌کنیم.



$$\psi_{n,l}(r) = r^{-\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{l+4\eta_3}} \exp(-\eta_l r) \frac{B_n}{r^{\pm \sqrt{l+4\eta_3}} \exp(-2\eta_l r)} \frac{d^n}{dr^n} (r^{n \pm \sqrt{l+4\eta_3}} \exp(-2\eta_l r)) \quad (20)$$

با استفاده از تابع موج بدست آمده در رابطه (۲۰)، می‌توان شعاع بار را محاسبه کرد که در تحلیل و بررسی خواص هسته‌ای، از جمله توزیع بار و چگالی ماده در هسته، نقش بسزایی دارد. این روش به عنوان یکی از ابزارهای اساسی در مطالعات نظری و تجربی هسته‌های چندذره‌ای به کار گرفته می‌شود [۱۶]:

$$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\int \psi_{n,l}^*(r) r^2 \psi_{n,l}(r) dv}{\int \psi_{n,l}^*(r) \psi_{n,l}(r) dv} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (21)$$

جدول ۲: شعاع باری ایزوتوپ های اکسیژن [۱۷]

ایزوتوپ	$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}_{other}$	$\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}_{our}$
$^{15}_8\text{O}$	۷۳/۲	۶۱۵/۲
$^{17}_8\text{O}$	۷۶/۲	۶۸۱/۲
$^{19}_8\text{O}$	۷۸/۲	۷۶۰/۲
$^{21}_8\text{O}$	۸۵/۲	۸۵۷/۲
$^{23}_8\text{O}$	۱/۳-۳	۲۳۲/۳

نتایج مربوط به شعاع بار تنها برای تعداد معدودی از ایزوتوپ های اکسیژن به صورت تجربی موجود است. در جدول بالا نتایج بدست آمده را با نتایج دیگر محققان مقایسه کرده ایم. این مقادیر، بر اساس شواهد موجود، از نظر فیزیکی قابل قبول هستند. از آنجایی که شعاع باری برای ایزوتوپ ^{23}O بسیار بزرگ تر از مقادیر پیش بینی شده به دست آمده است، نتیجه گیری می‌شود که این هسته دارای ساختار هاله‌ای است. در چنین هسته‌هایی، بخش عمده‌ای از تابع موج در ناحیه‌ای خارج از پتانسیل هسته‌ای قرار دارد. انتگرال مرتبط با شعاع بار عمدتاً توسط رفتار نمایی تابع موج در نواحی خارج از پتانسیل تعیین می‌شود.

۲ - بحث و نتیجه گیری:

نتایج حاصل از این پژوهش نشان می‌دهند که شعاع بار و انرژی حالت پایه ایزوتوپ‌های اکسیژن به طور معناداری ویژگی‌های ساختاری هسته را منعکس می‌کنند. برای اکثر ایزوتوپ‌ها، شعاع بار مقادیر فیزیکی منطقی و قابل قبولی دارد. با این حال، ایزوتوپ ^{23}O دارای شعاع بار بسیار بزرگ تر از پیش بینی‌های معمول است که بیانگر وجود یک ساختار هاله‌ای در این هسته است. این ویژگی ناشی از گسترش تابع موج در نواحی خارج از پتانسیل هسته‌ای و رفتار نمایی آن است. علاوه بر این، انرژی حالت پایه پایین در ^{23}O به پایداری این ساختار هاله‌ای کمک می‌کند و نقش کلیدی در توزیع بار و نوترون‌ها ایفا می‌نماید.



یافته‌های این پژوهش می‌توانند در پیش‌بینی خواص دیگر هسته‌های غنی از نوترون و تحلیل ساختارهای مشابه مورد استفاده قرار گیرند.

۳ - مراجع:

- [۱] I. Tanihata et al., Phys. Rev. Lett. ۵۵, ۲۶۷۶ (۱۹۸۵).
- [۲] I. Tanihata et al., Phys. Lett. B ۱۶۰, ۳۸۰ (۱۹۸۵).
- [۳] P.G. Hansen, B. Jonson, Europhys. News ۴, ۴۰۹ (۱۹۸۷).
- [۴] T. Bjerger, K.J. Borgström, Nature ۱۳۸, ۴۰۰ (۱۹۳۶).
- [۵] A.M. Poskanzer, S.W. Cospers, Earl K. Hyde and Joseph Cerny, Phys. Rev. Lett. ۱۷, ۱۲۷۱ (۱۹۶۶).
- [۶] Jim Al-Khalili, An Introduction to Halo Nuclei. In: Al-Khalili, J., Roeckl, E. (eds) The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I. Lecture Notes in Physics, vol ۶۵۱. Springer, Berlin, Heidelberg.
- [۷] A. A. Rajabi, Few body System, ۳۷, ۲۶۷, (۲۰۰۵).
- [۸] M. Aiello, M. Ferraries, M. Mgiannini, M. Pizzo, and E. Santopinto, Phys. Lett. B ۳۸۷, ۲۱۵-۲۲۱, (۱۹۹۶).
- [۹] M. R. Shojaei, and A. A. Rajabi, Journal of Phys research, ۷, ۲, (۲۰۰۷).
- [۱۰] J. K. Bizhaem, N. Malekinezhad and M. R. Shojaei, Jordan J. Phys. ۱۴, ۳۳۳, (۲۰۲۱).
- [۱۱] N. Malekinezhad and M. R. Shojaei, Int. J. Mod. Phys. E, ۳۱, ۰۵, (۲۰۲۲).
- [۱۲] A. F. Nikiforov, V. B. Uvarov, "Special functions of mathematical physics", Springer, vol. ۲۰۵, (۱۹۸۸).
- [۱۳] مهدی نیک‌عمل، امین‌الله واعظ و امیر لهراسبی "آشنایی با روش‌های شبیه‌سازی در فیزیک" ناشر: تهران: دانشگاه صنعتی شریف، مؤسسه انتشارات علمی (۱۳۸۶).
- [۱۴] Zhi. Q, and Ren. Z, Nuc. Phys. A ۷۴۹, ۱۰-۲۸, (۲۰۰۷).
- [۱۵] G. Audi, A.H. Wapstra, C. Thibault, Nucl. Phys. A ۷۲۹, ۳۳۷, (۲۰۰۳).
- [۱۶] N. Malekinezhad, M. R. Shojaei, C. Massimi, Pramana. Journal of phys. ۹۸, ۹۰, (۲۰۲۴).
- [۱۷] Rong An, Li-Sheng Geng, and Shi-Sheng Zhang, Phys. Rev. C ۱۰۲, (۲۰۲۰).



تخمین نیمه عمر واپاشی ایزوتوپ‌های مختلف هسته ابر سنگین لیورموریوم با تمرکز بر

واپاشی‌های آلفا، شکافت خود به خودی و خوشه‌ای (کد مقاله : ۱۰۳۹)

آقا کوچک، زهرا^۱ - پهلوانی، محمد رضا^۱
۱. دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده:

این مقاله به بررسی نیمه عمر واپاشی ایزوتوپ‌های ابر سنگین لیورموریوم می‌پردازد. در این پژوهش، از فرمول‌های نیمه تجربی برای محاسبه نیمه عمر واپاشی‌های مختلف شامل واپاشی آلفا، خوشه‌ای و شکافت خود به خودی استفاده شده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهند که توافق رضایت‌بخشی بین نتایج حاصل از محاسبات و داده‌های تجربی وجود دارد. همچنین، این نوع از تحقیقات به پیش‌بینی حالت‌های احتمالی واپاشی ایزوتوپ‌های ابر سنگین کمک می‌کند و به دانشمندان تجربی در برنامه ریزی آزمایش‌ها یاری می‌رساند. در نهایت، نتایج به دست آمده می‌تواند در تحقیقات آینده در زمینه فیزیک هسته‌ای موثر باشد.

کلیدواژه‌ها: نیمه عمر، واپاشی آلفا، واپاشی خوشه‌ای، شکافت خود به خودی، ایزوتوپ‌های ابر سنگی

Prediction of the half-lives of various Livermorium superheavy isotopes focusing on the alpha, spontaneous fission, and cluster decays

Aghakuchak, Zahra^{*1}, Pahlavani, Mohammad Reza¹

۱. University of Mazandaran, faculty of Basic Science & Department of Physics

Abstract:

This article examines the half-lives of the decay of superheavy isotopes of livermorium. In this research, semi-empirical formulas are used to calculate the half-lives of various decay modes, including alpha decay, cluster decay, and spontaneous fission. The results obtained indicate a satisfactory agreement between the results of the calculations and experimental data. Furthermore, this type of research aids in predicting potential decay modes of superheavy isotopes and assists experimental scientists in planning their experiments. Ultimately, the findings can be significant for future research in the field of nuclear physics.

Key words: half-life, alpha decay, cluster decay, spontaneous fission, Superheavy isotopes



۱- مقدمه:

امروزه مطالعه نیمه عمر واپاشی ایزوتوپ‌های ابرسنگین یکی از موضوعات داغ و پرتعداد در فیزیک هسته‌ای است. اکثر ایزوتوپ‌های ابرسنگین بصورت مصنوعی و در حالت برانگیخته تولید می‌شوند و از طریق شکافت خود به خودی در رقابت با واپاشی آلفا و رادیواکتیویته خوشه‌ای از حالت تحرکی خارج می‌شوند، واپاشی آلفا در سال ۱۸۹۹ توسط ارنست رادرفورد کشف شد و در سال ۱۹۲۸ اولین مدل توصیف کننده آن یعنی پدیده تونل زنی کوانتوم مکانیکی که در آن ذره‌ای کوچک با انرژی کمتر از سد پتانسیل می‌تواند از سد پتانسیل عبور کند، توسط جورج گامو، ادوارد کاندون و رونالد ویلفرد گارنی ارائه شد [۱]. حالت واپاشی ارتباط نزدیکی با تعداد نوترون محصولات واپاشی دارد و برای ایزوتوپ‌های ابرسنگین با عدد اتمی بالاتر (Z)، واپاشی آلفا یکی از کانال‌های برجسته واپاشی در کنار شکافت خود به خودی است [۲]. رادیواکتیویته خوشه‌ای نوعی واپاشی است که بین واپاشی آلفا و شکافت خود به خودی قرار دارد، رادیواکتیویته خوشه‌ای برای اولین بار در سال ۱۹۸۰ توسط ساندولسکو، پوئترارو و گرینز پیش‌بینی شد و در سال ۱۹۸۴ رز و جونز توانستند بصورت تجربی آن را مورد تایید قرار دهند [۳-۵-۶]. امروزه عناصر با $Z \geq 104$ به عنوان عناصر ابرسنگین شناخته می‌شوند [۷-۸-۹] شکافت خود به خودی نیز یکی از مهم‌ترین حالت‌های واپاشی هسته‌های سنگین و ابرسنگین است که بصورت خود به خودی و بدون هیچ نیروی خارجی اتفاق می‌افتد. [۱۰-۱۱]

۲- روش کار:

همانگونه که در بخش قبل اشاره نمودیم، یکی از رویکردهای مرسوم در مطالعه واپاشی آلفا، استفاده از پدیده تونل‌زنی کوانتومی است. در این مدل، ذره آلفا به عنوان یک ذره کوانتومی در نظر گرفته شده و احتمال عبور آن از سد پتانسیل هسته‌ای با استفاده از تقریب ونتزل - کرامر - بریلوئین WKB محاسبه می‌گردد. انتخاب پتانسیل هسته‌ای مناسب در کنار پتانسیل‌های کولنی و گریز از مرکز، در دقت نتایج حاصل از این محاسبات نقش تعیین کننده‌ای دارد. علاوه بر مدل‌های میکروسکوپی، فرمول‌های نیمه تجربی متعددی نیز برای پیش‌بینی نیمه عمر واپاشی آلفا ارائه شده است. این فرمول‌ها بر اساس داده‌های تجربی بین پارامترهای هسته‌ای و نیمه عمر واپاشی بنا شده‌اند و معمولاً شامل تعدادی پارامتر قابل تنظیم هستند که با تطبیق با داده‌های تجربی موجود تعیین می‌شوند. در پژوهش حاضر، با تمرکز بر ایزوتوپ‌های هسته ابرسنگین لیورموریوم، به مطالعه جامع حالت‌های واپاشی مختلف این ایزوتوپ‌ها پرداخته شده است. برای این منظور، هر یک از حالت‌های واپاشی به طور جداگانه مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج این مطالعه می‌تواند درک ما را از ساختار هسته‌ای ایزوتوپ‌های ابرسنگین و همچنین در پیش‌بینی خواص هسته‌ای ایزوتوپ‌های ناشناخته بهبود بخشد. [۱۲]

۲-۱- نیمه عمر واپاشی آلفا

هسته‌های سنگین از طریق فرآیند واپاشی آلفا، با گسیل یک هسته هلیوم -۴ (شامل دو پروتون و دو نوترون) با جرم m_α به هسته دختر تبدیل می‌شوند. این فرآیند هسته‌ای همراه با آزادسازی مقدار قابل توجهی انرژی است که بین هسته دختر و ذره آلفا تقسیم می‌گردد. با توجه به اصل پایستگی انرژی و تکانه خطی، سهم عمده‌ای از این انرژی به صورت انرژی جنبشی ب ذره آلفا ظاهر می‌شود. انرژی آزاد شده در واپاشی آلفا، که نقش محوری در تعیین نرخ واپاشی ایفا می‌کند، به جرم هسته مادر m_p و هسته دختر تولید شده با عدد جرمی m_d وابسته است. مقدار دقیق این انرژی را با استفاده از رابطه زیر می‌توان محاسبه نمود.

$$(1) \quad Q_\alpha(Z \rightarrow N) = m_p(Z \rightarrow N) - m_d(Z - 2, A - 2) - m_\alpha(2, 2)$$

این رابطه امکان محاسبه دقیق مقدار Q_α را برای هسته‌های ابرسنگین فراهم می‌آورد و در مطالعات نظری و تجربی واپاشی آلفا از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. با تعیین دقیق مقدار Q_α ، اطلاعات ارزشمندی در مورد ساختار هسته‌ای و پایداری ایزوتوپ‌های سنگین و ابرسنگین می‌توان بدست آورد.

$$(2) \quad K_\alpha = \left(\frac{A-4}{A} \right) Q_\alpha \quad \square \quad v_\alpha \propto \frac{1}{\sqrt{Q_\alpha}}$$

یکی از مدل‌های رایج برای پیش‌بینی نیمه عمر واپاشی آلفا، فرمول رویر است که بر اساس اولین قانون تجربی گایگر - نوتال توسعه یافته است. گایگر و نوتال به صورت تجربی رابطه معکوسی بین لگاریتم نیمه عمر واپاشی آلفا و سرعت ذرات آلفا گسیل شده مشاهده کردند. رویر با بهره گیری از مدل قطره مایعی، فرمول نیمه تجربی را برای محاسبه لگاریتم نیمه عمر واپاشی آلفا ارائه نمود. در پژوهش حاضر، با استفاده از فرمول رویر به بررسی روند واپاشی آلفا و محاسبه نیمه عمر واپاشی ایزوتوپ‌های هسته



ابرسنگین لیوموریوم پرداخته‌ایم. این رویکرد به ما امکان می‌دهد تا با دقت بیشتری به مطالعه پایداری و خواص هسته‌ای این نوع از ایزوتوپ‌های ابرسنگین بپردازیم.

$$\log \log T_{\frac{1}{2}} = a + bA_c^{-\frac{1}{3}} + \frac{cZ}{\sqrt{Q_\alpha}} \quad (3)$$

A و Z به ترتیب اعداد جرمی و اتمی هسته مادر هستند و سه ضریب نامعین برابر با $a = 0.48$ ، $b = -0.046$ و $c = 1.8852$ در واپاشی آلفا از طریق سازگاری با داده‌های اندازه‌گیری شده در منطقه ابرسنگین به دست می‌آید. همچنین $\log \log T_{\frac{1}{2}}$ نیمه عمر محاسبه شده آلفا است که برحسب ثانیه اندازه‌گیری می‌شود. Q_α انرژی آزاد شده در واپاشی آلفا است که برحسب واحد مگا الکترون ولت می‌باشد. در نهایت نیمه عمر واپاشی ایزوتوپ‌های ابرسنگین ^{293}Lv - ^{116290} را با استفاده از این رابطه نیمه تجربی می‌توان پیش بینی نمود [۱۳].

۲-۲- نیمه عمر رادیو اکتیویته خوشه‌ای

همان‌گونه که پیش‌تر بیان شد، گسیل ذراتی سنگین‌تر از ذره آلفا و سبک‌تر از کوچکترین پاره شکافت با احتمال قابل ذکر را به عنوان واپاشی خوشه‌ای می‌شناسیم. احتمال وقوع این نوع واپاشی به عدد جرمی هسته مادر وابسته بوده، به گونه‌ای که با افزایش عدد جرمی هسته مادر، احتمال گسیل خوشه‌های سنگین‌تر افزایش می‌یابد. از آنجایی که یک خوشه خاص می‌تواند از هسته‌های مادر مختلفی گسیل شود، جرم و عدم تقارن هسته در تعیین نیمه عمر واپاشی خوشه‌ای نقش تعیین‌کننده‌ای ایفا می‌کنند. در این پژوهش، به بررسی امکان گسیل خوشه‌هایی مانند $^{20-22}\text{Na}$ ، ^{19}F ، ^{16}O ، ^{12}C ، ^{11}B ، ^9Be می‌کنند. ایزوتوپ‌های ابرسنگین لیوموریوم با عدد جرمی در بازه $290 \leq A \leq 293$ پرداخته‌ایم. برای محاسبه نیمه عمر واپاشی خوشه‌ای، از میان فرمول‌های نیمه جرمی متعدد، فرمول پدیده شناسی پیشنهادی منجوناتا و همکاران وی به دلیل دقت قابل قبول در پیش بینی نیمه عمر پرتوزایی خوشه‌ای، به عنوان مبنای محاسبات در نظر گرفته شده است.

$$\log \log T_{\frac{1}{2}} = \left\{ \left(Z_c A_c^{-\frac{1}{3}} \right)^2 \sum_{i=1}^r \left[Z^i A_{vi} \right] + \left(Z_c A_c^{-\frac{1}{3}} \right)^2 \sum_{i=1}^r \left[Z^i A_{vi} \right] + \sum_{i=1}^r \left[Z^i A_{vi} \right] \right\} \frac{Z_d}{\sqrt{Q_c}} \quad (4)$$

$$+ \left\{ \left(Z_c A_c^{-\frac{1}{3}} \right)^2 \sum_{i=1}^r \left[\cdot / 53 Z^i B_{vi} \right] + \left(Z_c A_c^{-\frac{1}{3}} \right)^2 \sum_{i=1}^r \left[\cdot / 53 Z^i B_{vi} \right] + \sum_{i=1}^r \left[Z^i A_{vi} \right] \right\}$$

در معادلات بالا، ۱۸ ضریب نامعین A_{vi} ، A_{vi} ، B_{vi} ، B_{vi} ، $B_{vi} A_{vi}$ ، با استفاده از سازگاری با داده‌های تجربی تعیین می‌شوند که به نوع خوشه ساطع شده و هسته مادر بستگی دارد. نیمه عمر برحسب ثانیه است، همچنین A_c و Z_c به ترتیب عدد جرمی و عدد اتمی خوشه ساطع شده هستند Z_d و Q_c به ترتیب عدد اتمی هسته دختر و والد و انرژی آزاد شده در رادیو اکتیویته خوشه برحسب MeV است، همچنین ضرایب نامعین در جدول (۱) ارائه شده است [۱۴].

۲-۳- نیمه عمر شکافت خود به خودی

واکنش شکافت خود به خودی، فرآیندی است که معمولاً در ایزوتوپ‌های سنگین و ابرسنگین در رقابت با دیگر واپاشی‌های ذرات اتفاق می‌افتد. پیچیدگی‌های ذاتی در برهم‌کنش‌های هسته‌ای و تنوع پاره‌ای حاصل از شکافت، محاسبه تحلیلی دقیق نیمه عمر این فرآیند را به چالشی جدی تبدیل کرده است. پایداری هسته‌های ابرسنگین عمدتاً تحت تأثیر نرخ واپاشی از طریق شکافت خود به خودی قرار دارد. در این راستا، فرمول‌های نیمه تجربی متعددی برای تخمین نیمه عمر شکافت خود به خودی ارائه شده‌اند. مطالعات نشان داده‌اند که پارامتر شکافت پذیری و عدم تقارن، نقش تعیین‌کننده‌ای در تعیین نرخ این فرآیند ایفا می‌کنند.



(5)

$$\frac{Z^2}{A} > 47$$

(6)

$$I = \frac{(N-Z)}{(N+Z)}$$

رابطه (۵) شرط لازم برای وقوع شکافت خود به خودی را بیان می‌کند. بر اساس این رابطه، هرچه نسبت مجذور تعداد پروتون‌ها به عدد جرمی هسته بیشتر باشد، احتمال وقوع شکافت خود به خودی نیز بیشتر خواهد بود. از سوی دیگر، رابطه (۶) به عنوان فاکتور عدم تقارن شناخته می‌شود و نشان می‌دهد که افزایش پروتون نسبت به نوترون در هسته، پایداری آن را کاهش داده و احتمال شکافت خود به خودی را افزایش می‌دهد. سانتوش و همکارانش یک رابطه نیمه تجربی برای پیش‌بینی لگاریتم نیمه عمر شکافت خود به خودی ارائه کرده‌اند. این رابطه به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$(7) \quad \log_{10}(yr) = a \frac{Z^2}{A} + b \left(\frac{Z^2}{A} \right)^2 + c \left(\frac{N-Z}{N+Z} \right) + d \left(\frac{N-Z}{N+Z} \right)^2 + e$$

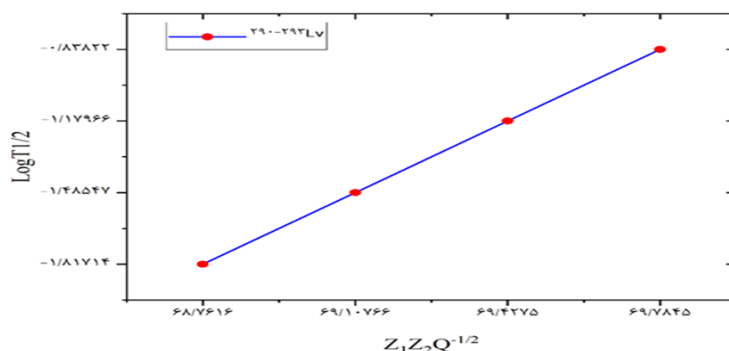
در این رابطه، پنج ضریب نامعین $a = 49192/0$ ، $b = 3927/3674$ ، $c = 6/9360$ ، $d = 2520/3/43$ و $e = 75058/580$ هستند که این ضرایب را می‌توان با استفاده از سازگاری با داده‌های تجربی مشاهده شده در منطقه ابرسنگین با عدد جرمی $293 \geq A$ به دست آورد، همچنین نیمه عمر برحسب سال محاسبه می‌شود و $A^6 Z$ به ترتیب اعداد جرمی و اتمی ایزوتوپ‌های شکافته هستند [۱۵].

جدول ۱. ضرایب نامعین فرمول نیمه تجربی واپاشی خوشه‌ای

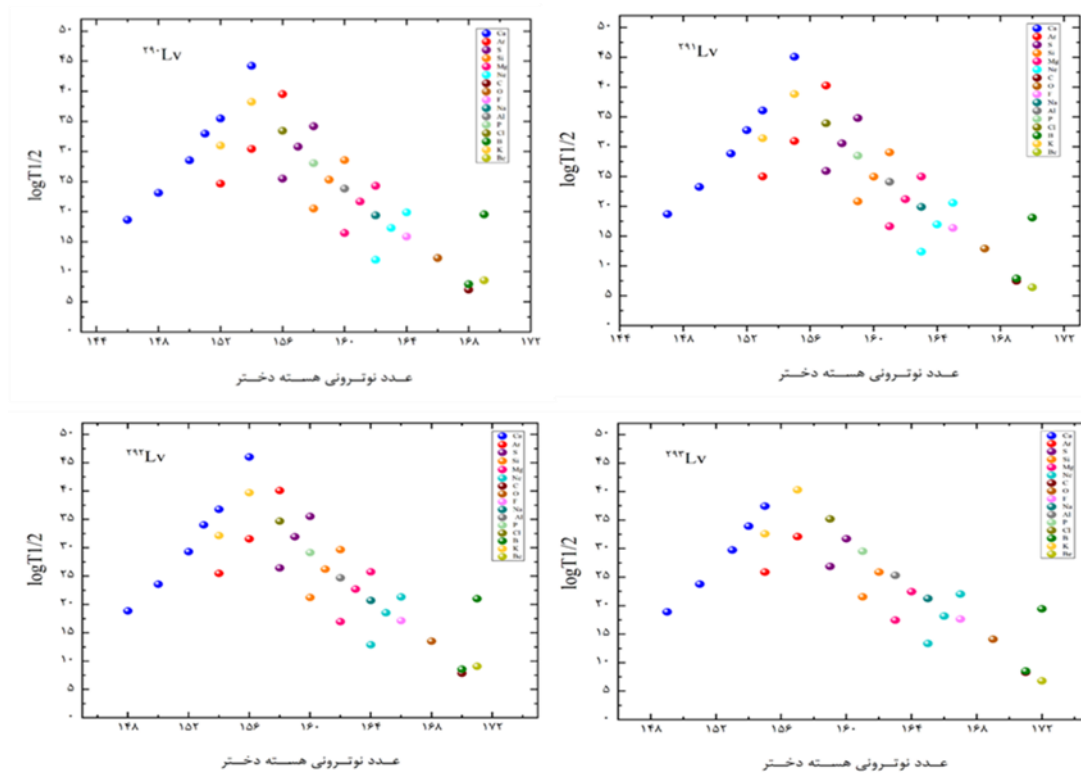
A_{2i}	A_{1i}	$A_{.i}$	B_{2i}	B_{1i}	$B_{.i}$
۸۹۴۶/ ۵-	۴۰۲۷۱/۶ ۱	۲۵۶۷/۷ ۹-	۷۹۴۶/۱ ۱۰	۴۱۷/۸۶ ۲-	۹۴۶/۱ ۰۳۷
۱۳۵۹۹ ۴/۰	۱۱۷۶۵/۱ -	۴۱۴۴۸ ۱/۱	۹۴۴۵۹/ ۱-	۴۸۴۵۳/ ۱۴	۰۴۴۸/ ۱۸۰-
۱۹E- ۰۴/-۶	۹۳E- ۰۳/۴	۱۷E- ۰۳/۶-	۴۱E- ۰۳/۸	۲۸E- ۰۲/۶-	۷۳E- ۰۲/۷

۳- نتایج:

نتایج حاصل از محاسبات نیمه عمر واپاشی آلفا و شکافت خود به خودی برای ایزوتوپ‌های لیورموریوم در جدول ۲ ارائه شده است. در این جدول، علاوه بر داده‌های تجربی، مقادیر محاسبه شده برای نیمه عمر واپاشی آلفا نیز آورده شده و تطابق خوبی بین این دو مجموعه داده مشاهده می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که بیشترین نیمه عمر و کمترین انرژی واپاشی آلفا به ایزوتوپ لیورموریوم-۲۹۳ تعلق دارد، در حالی که کمترین نیمه عمر و بیشترین انرژی واپاشی آلفا به ایزوتوپ لیورموریوم-۲۹۰ اختصاص دارد. آنالیز داده‌ها حاکی از آن است که برای ایزوتوپ‌های لیورموریوم-۲۹۲ تا ۲۹۰، نیمه عمر شکافت خود به خودی به طور قابل توجهی بیشتر از نیمه عمر واپاشی آلفا است. تنها در مورد ایزوتوپ لیورموریوم-۲۹۳، واپاشی آلفا به عنوان حالت غالب واپاشی برای خوشه‌های مورد مطالعه شناخته می‌شود. لگاریتم نیمه عمر واپاشی خوشه‌ای برای خوشه‌های مختلفی که از ایزوتوپ‌های لیورموریوم گسیل می‌شوند، با استفاده از روش‌های نیمه تجربی محاسبه شده و در جدول ۳ ارائه شده است. نمودار ۱ تغییرات لگاریتم نیمه عمر واپاشی خوشه‌ای را بر حسب عدد نوترونی هسته دختر نشان می‌دهد. همچنین، نمودار ۲ رابطه بین لگاریتم نیمه عمر واپاشی آلفا و انرژی واپاشی را برای ایزوتوپ‌های لیورموریوم به تصویر می‌کشد. نتایج این نمودارها نشان دهنده وجود یک رابطه خطی بین لگاریتم نیمه عمر واپاشی آلفا و انرژی واپاشی است.



شکل (۱) نتایج لگاریتم نیمه عمر محاسبه شده خوشه‌های مختلف گسیل شده از هسته ابرسنگین لیورموریوم ۲۹۰-۲۹۳ بر حسب تعداد نوترون‌های هسته دختر



شکل (۲) نتایج محاسبه شده‌ی لگاریتمی واپاشی آلفا به عنوان تابعی از $\frac{1}{\sqrt{Q}}$

جدول ۲. مقادیر Q ، نیمه عمر تجربی و محاسبه شده واپاشی آلفا و نیمه عمر شکافت خود به خودی برای ^{290}Lv — ۱۱۶۲۹۰

نیمه عمر محاسبه شده	نیمه عمر محاسبه شده	نیمه عمر تجربی واپاشی آلفا (s)	$Q\alpha$ (MeV)	هسته مادر
شکافت خود به خودی (s)	واپاشی آلفا (s)			
۸۳۰۹۸۷/۷	۰۱۵۲۳/۰	۰۱۵/۰	۹۹۵/۱۰	۱۱۶۲۹۰
۹۷۲۷۶۹/۱	۰۳۲۶۹/۰	۰۶۳/۰	۸۸۵/۱۰	۱۱۶۲۹۱

۳۹۲.۵۲/.	۰.۶۶۱۲/.	۰.۱۸/.	۷۸۵/۱.	۱۱۶۲۹۲
۰.۴۹۴۷۳/.	۱۴۵۱۳/.	۰.۵۳/.	۶۷۵/۱.	۱۱۶۲۹۳

جدول ۳. مقادیر Q و نیمه عمر محاسبه شده رادیواکتیویته خوشه‌ای از خوشه‌های مختلف ساطع شده از ایزوتوپ‌های ابر سنگین $^{293}Lv - ^{116290}$

محاسبه شده (s) ^{1/2} Log(T	Qα (MeV)	خوشه‌ها	محاسبه شده (s) ^{1/2} Log(T	Qα (MeV)	خوشه‌ها
		هسته دختر			هسته دختر
	11629.0Lv			11629.0Lv	
58425/8	15/7314	112281C 9Be	41192/6	17/06	112282 9Be
54288/19	19/0893	111280R 10B	11826/18	19/85	111281 10B
95047/7	24/6422	111279R 11B	90214/7	24/68	111280 11B
02398/7	38/7800	110278D 12C	50463/7	38/22	110279 12C
28512/12	56/3570	108274H 16O	92427/12	55/48	108275 16O
85095/15	60/6574	107271B 19F	38623/16	59/93	107272 19F
88586/19	70/6419	106270S 20Ne	58535/20	69/66	106271 20Ne
29032/17	71/0717	106269S 21Ne	97463/16	71/54	106270 21Ne
98843/11	76/2547	106268S 22Ne	39018/12	75/57	106269 22Ne
37313/19	80/5498	105267D 23Na	91502/19	79/70	105268 23Na
29251/24	88/8235	104266R 24Mg	99992/24	87/73	104267 24Mg
67699/21	89/5327	104265R 25Mg	21111/21	90/29	104266 25Mg
44845/16	95/1645	104264R 26Mg	66787/16	94/76	104265 26Mg
82308/23	98/5568	103263L 27Al	12240/24	98/05	103264 27Al
56739/28	106/422	102262N 28Si	06510/29	105/6	102263 28Si
31492/25	108/465	102261N 29Si	99035/24	109/0	102262 29Si
50865/20	113/852	102260N 30Si	84173/20	113/2	102261 30Si
05970/28	115/910	101259N 31P	50470/28	115/1	101260 31P



۱۹۳۵۱/۳۴	۱۲۰/۶۱۵ ۵۳	۱۰۰۲۵۸F	۳۲S	۸۲۹۵۵/ ۳۴	۱۱۹/۵ ۵۵۵۳	۱۰۰۲۵۹	۳۲S
۷۹۷۷۴/۳۰	۱۲۳/۰۲۵ ۸۵	۱۰۰۲۵۷F	۳۳S	۵۸۸۹۶/ ۳۰	۱۲۳/۳ ۹۵۸۵	۱۰۰۲۵۸	۳۳S
۴۹۰۲۹/۲۵	۱۲۹/۴۷۶ ۶۹	۱۰۰۲۵۶F	۳۴S	۹۵۱۳۴/ ۲۵	۱۲۸/۵ ۸۱۶۹	۱۰۰۲۵۷	۳۴S
۴۴۳۰۲/۳۳	۱۲۹/۹۵۴ ۵۳	۹۹۲۵۵Es	۳۵Cl	۹۴۸۳۷/ ۳۳	۱۲۹/۰ ۶۳۵۳	۹۹۲۵۶E	۳۵ Cl
۵۳۷۴۰/۳۹	۱۳۳/۹۲۰ ۵۴	۹۸۲۵۴Cf	۳۶Ar	۲۸۸۸۳/ ۴۰	۱۳۲/۶ ۶۱۵۴	۹۸۲۵۵C	۳۶ Ar
۴۲۸۴۳/۳۰	۱۴۳/۷۱۰ ۲۳	۹۸۲۵۲Cf	۳۸Ar	۹۷۳۵۱/ ۳۰	۱۴۲/۶ ۵۲۸۳	۹۸۲۵۳C	۳۸ Ar
۶۶۵۷۱/۲۴	۱۴۸/۸۹۹ ۶۰	۹۸۲۵۰Cf	۴۰Ar	۰۲۰۶۲/ ۲۵	۱۴۸/۱ ۴۴۹	۹۸۲۵۱C	۴۰ Ar
۲۴۱۵۶/۳۸	۱۴۳/۶۰۹ ۱۹	۹۷۲۵۱Bk	۳۹K	۸۶۳۲۷/ ۳۸	۱۴۲/۵ ۰۷۱۹	۹۷۲۵۲E	۳۹ K
۹۹۲۴۶/۳۰	۱۵۰/۷۴۳ ۲۴	۹۷۲۴۹Bk	۴۱K	۴۴۴۹۹/ ۳۱	۱۴۹/۸ ۴۷۵۴	۹۷۲۵۰E	۴۱ K
۲۵۰۹۷/۴۴	۱۴۶/۸۸۶ ۴۰	۹۶۲۵۰Cn	۴۰Ca	۱۱۰۳۹/ ۴۵	۱۴۵/۴ ۳۸۴	۹۶۲۵۱C	۴۰ Ca
۴۸۹۹۱/۳۵	۱۵۶/۱۸۴ ۵۹	۹۶۲۴۸Cn	۴۲Ca	۰۸۸۳۴/ ۳۶	۱۵۵/۰ ۳۶۵۹	۹۶۲۴۹C	۴۲ Ca
۹۶۹۱۶/۳۲	۱۵۷/۹۰۵ ۸۷	۹۶۲۴۷Cn	۴۳Ca	۷۹۳۷۵/ ۳۲	۱۵۸/۲ ۵۶۱۷	۹۶۲۴۸C	۴۳ Ca
۵۳۶۹۱/۲۸	۱۶۳/۸۸۱ ۸۰	۹۶۲۴۶Cn	۴۴Ca	۸۶۷۱۶/۲ ۸	۱۶۳/۱ ۷۵۷	۹۶۲۴۷C	۴۴ Ca
۱۱۹۸۲/۲۳	۱۶۹/۷۱۷ ۸۰	۹۶۲۴۴Cn	۴۶Ca	۲۶۶۶۸/۲ ۳	۱۶۹/۳ ۷۵۱	۹۶۲۴۵C	۴۶ Ca
۶۴۵۳۶/۱۸	۱۷۴/۴۵۱ ۱۶	۹۶۲۴۲Cn	۴۸Ca	۷۱۲۳۵/ ۱۸	۱۷۴/۲ ۸۲۹۶	۹۶۲۴۳C	۴۸ Ca

۱۱۶۲۹۲Lv

۰۹۴۲۹/۹	۱۵/۴۴۱۵۵	۱۱۲۲۸۳Cr	۹Be
۰۱۵۶۰/۲۱	۱۸/۳۳۹۳۸	۱۱۱۲۸۲Rg	۱۰B
۵۷۹۴۸/۸	۲۴/۱۳۲۲۹	۱۱۱۲۸۱Rg	۱۱B
۸۶۳۲۲/۷	۳۷/۸۱۰	۱۱۰۲۸۰Ds	۱۲C
۵۳۳۰۵/۱۳	۵۴/۶۷۷	۱۰۸۲۷۶Hs	۱۶O
۱۴۵۸۹/۱۷	۵۸/۹۳۷۴۴	۱۰۷۲۷۳Bh	۱۹F
۳۲۱۸۶/۲۱	۶۸/۶۵۱۹۳	۱۰۶۲۷۲Sg	۲۰Ne
۵۵۰۲۹/۱۸	۶۹/۲۴۱۷۸	۱۰۶۲۷۱Sg	۲۱Ne
۹۰۰۲۱/۱۲	۷۴/۷۲۴۷۱	۱۰۶۲۷۰Sg	۲۲Ne
۷۰۴۲۸/۲۰	۷۸/۵۰۹۸۵	۱۰۵۲۶۹Dl	۲۳Na

۱۱۶۲۹۳Lv

۸۱۶۰۶/۶	۱۶/۸۰۱۵۵	۱۱۲۲۸۴CaBe
۴۴۷۴۸/۱۹	۱۹/۱۳۹۳۸	۱۱۱۲۸۳R۱۰B
۵۴۱۹۰/۸	۲۴/۱۶۲۲۹	۱۱۱۲۸۲R۱۱B
۳۱۷۵۴/۸	۳۷/۳۰۰	۱۱۰۲۸۱D۱۲C
۱۰۸۹۵/۱۴	۵۳/۹۲۷	۱۰۸۲۷۷H۱۶O
۶۴۲۳۲/۱۷	۵۸/۲۹۷۴۴	۱۰۷۲۷۴B۱۹F
۰۳۷۱۷/۲۲	۶۷/۶۹۱۹۳	۱۰۶۲۷۳S۲۰N e
۱۷۳۲۴/۱۸	۶۹/۷۸۱۷۸	۱۰۶۲۷۲S۲۱N e
۳۵۷۴۳/۱۳	۷۳/۹۷۴۷۱	۱۰۶۲۷۱S۲۲N e
۲۴۷۲۶/۲۱	۷۷/۶۹۹۸۵	۱۰۵۲۷۰D۲۳N a



۷۶۱۰۳/۲۵	۸۶/۵۸۳۵۷	۱۰۴۲۶۸Rf	۲۴Mg	۴۵۶۱۰/۲۲	۸۸/۲۸۲۷۸	۱۰۴۲۶۸R ^{۲۵} Mg
۷۰۸۹۲/۲۲	۸۷/۸۸۲۷۸	۱۰۴۲۶۷Rf	۲۵Mg	۴۵۸۰۲/۱۷	۹۳/۳۴۴۵۴	۱۰۴۲۶۷R ^{۲۶} Mg
۹۷۷۳۳/۱۶	۹۴/۲۰۴۵۴	۱۰۴۲۶۶Rf	۲۶Mg	۳۱۲۱۲/۲۵	۹۶/۱۰۶۸۶	۱۰۳۲۶۶L ^{۲۷} Al
۷۰۳۶۶/۲۴	۹۷/۰۹۶۸۶	۱۰۳۲۶۵Lr	۲۷Al	۸۹۶۱۹/۲۵	۱۰۷/۴۵۵۰۸	۱۰۲۲۶۴N ^{۲۹} Si
۶۷۳۷۴/۲۹	۱۰۴/۶۱۲۷۹	۱۰۲۲۶۴Nc	۲۸Si	۵۴۸۴۹/۲۱	۱۱۱/۸۷۲۹۶	۱۰۲۲۶۳N ^{۳۰} Si
۲۲۲۰۱/۲۶	۱۰۶/۸۹۵۰۸	۱۰۲۲۶۳Nc	۲۹Si	۵۴۳۴۲/۲۹	۱۱۳/۳۴۰/۵۴	۱۰۱۲۶۲M ^{۳۱} P
۲۳۵۶۱/۲۱	۱۱۲/۴۶۲۹۶	۱۰۲۲۶۲Nc	۳۰Si	۷۳۴۹۶/۳۱	۱۲۱/۳۸۵۸۵	۱۰۰۲۶۰F ^{۳۳} S
۱۶۳۵۱/۲۹	۱۱۳/۹۹۰۵۴	۱۰۱۲۶۱Ml	۳۱P	۸۸۳۴۸/۲۶	۱۲۶/۸۰۱۶۹	۱۰۰۲۵۹F ^{۳۴} S
۵۴۷۴۴/۳۵	۱۱۸/۳۷۵۵۳	۱۰۰۲۶۰Fr	۳۲S	۲۰۷۷۷/۳۵	۱۲۶/۸۸۳/۵۳	۹۹۲۵۸Es ^{۳۵} Cl
۹۴۸۹۷/۳۱	۱۲۱/۰۱۵۸۵	۱۰۰۲۵۹Fr	۳۳S	۱۱۵۹۶/۳۲	۱۴۰/۴۷۴۸۳	۹۸۲۵۵Cf ^{۳۸} Ar
۴۴۶۲۶/۲۶	۱۲۷/۶۳۱۶۹	۱۰۰۲۵۸Fr	۳۴S	۸۹۵۴۵/۲۵	۱۴۶/۳۰۷۹۹	۹۸۲۵۳Cf ^{۴۰} Ar
۷۰۷۱۲/۳۴	۱۲۷/۷۴۳۵۳	۹۹۲۵۷Es	۳۵Cl	۳۱۲۱۰/۴۰	۱۳۹/۹۸۷۱۹	۹۷۲۵۴Bk ^{۳۹} K
۱۰۰۶۴/۴۰	۱۳۱/۳۲۱۵۴	۹۸۲۵۶Cf	۳۶Ar	۶۰۳۷۸/۳۲	۱۴۷/۵۸۹۵۴	۹۷۲۵۲Bk ^{۴۱} K
۵۷۳۰۴/۳۱	۱۴۱/۵۰۳۸۳	۹۸۲۵۴Cf	۳۸Ar	۴۵۱۴۲/۳۷	۱۵۲/۴۶۹۲۹	۹۶۲۵۱Cn ^{۴۲} Ca
۴۹۹۵۴/۲۵	۱۴۷/۱۳۵۳	۹۸۲۵۲Cf	۴۰Ar	۹۳۹۳۲/۳۳	۱۵۵/۹۸۸۸۷	۹۶۲۵۰Cn ^{۴۳} Ca
۷۲۱۰۳/۳۹	۱۴۱/۰۰۷۱۹	۹۷۲۵۳Bk	۳۹K	۷۶۱۳۷/۲۹	۱۶۱/۲۸۸	۹۶۲۴۹Cn ^{۴۴} Ca
۱۵۳۱۶/۳۲	۱۴۸/۴۶۱۵۴	۹۷۲۵۱Bk	۴۱K	۷۸۴۶۷/۲۳	۱۶۸/۱۷۶۶	۹۶۲۴۷Cn ^{۴۶} Ca
۰۲۷۵۰/۴۶	۱۴۳/۹۱۶۴۰	۹۶۲۵۲Cm	۴۰Ca	۹۰۹۴۹/۱۸	۱۷۳/۷۹۰۳۶	۹۶۲۴۵Cn ^{۴۸} Ca
۸۰۰۶۶/۳۶	۱۵۳/۶۸۷۲۹	۹۶۲۵۰Cm	۴۲Ca			
۰۴۱۷۳/۳۴	۱۵۵/۷۸۸۱۷	۹۶۲۴۹Cm	۴۳Ca			
۳۲۴۶۶/۲۹	۱۶۲/۲۰۶	۹۶۲۴۸Cm	۴۴Ca			
۵۷۸۱۸/۲۳	۱۶۸/۶۵۲۷	۹۶۲۴۶Cm	۴۶Ca			
۸۶۴۳۲/۱۸	۱۷۳/۹۰۳۰۶	۹۶۲۴۴Cm	۴۸Ca			

۴- بحث و نتیجه گیری:

شکل ۲ در پژوهش حاضر، پایداری چهار ایزوتوپ ابرسنگین لیورموریوم با بررسی نیمه عمر واپاشی آلفا، شکافت خود به خودی و واپاشی خوشه‌ای مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج حاصل نشان می‌دهند که واپاشی آلفا به عنوان غالب‌ترین حالت واپاشی



در این ایزوتوپ‌ها عمل می‌کند. همچنین، تأثیر پوسته‌های بسته هسته‌ای و پایداری این ایزوتوپ‌ها به وضوح در نتایج حاصل قابل مشاهده است. تطابق مناسب بین مقادیر محاسباتی و تجربی نیمه عمر واپاشی α ، اعتبار مدل‌های نظری به کار رفته را تأیید می‌کند. رابطه خطی بین لگاریتم نیمه عمر واپاشی α و انرژی واپاشی Q_{α}^{-1} را نشان می‌دهد. این یافته، تطابق خوبی با قانون گایگر - نوتال داشته و حاکی از قابلیت اطمینان مدل‌های نظری به کار رفته در این پژوهش است. نتایج این تحقیق به درک عمیق‌تری از فرآیندهای واپاشی در هسته‌های ابرسنگین منجر شده و می‌تواند در پیش‌بینی رفتار این هسته‌ها مفید واقع شود. این اطلاعات به محققان کمک می‌کند تا با آگاهی از حالت غالب واپاشی، آزمایش‌های خود را بهینه کرده و به نتایج دقیق‌تری دست یابند.

۵- مراجع:

- [۱] (Y. Z. Wang, S. J. Wang, Z. Y. Hou and J. Z. Gu, J. Z., "Systematic study of α -decay energies and half-lives of superheavy nuclei," vol. ۹۲, ۲۰۱۵.)
- [۲] k. p. Santhosh and B. Priyanka, "The competition between alpha decay and spontaneous fission in odd-even and odd-odd nuclei in the range $99 \leq Z \leq 129$," Nuclear Physics A, vol. ۹۴۰, pp. ۲۱-۵۲, ۲۰۱۵.
- [۳] H. J. Rose and G. A. Jones, G. A., "A new kind of natural radioactivity," Nature, vol. ۳۰۷, ۱۹۸۴.
- [۴] A. Sandulescu, D. N. Poenaru and W. Greiner, "New type of decay of heavy nuclei intermediate between fission and. cap alpha. decay," Sov. J. Particles Nucl, vol. ۱۱, ۱۹۸۰.
- [۵] K. P and J. T. A. Santhosh, "Cluster decay half-lives using Modified Generalized Liquid Drop Model (MGLDM) with different pre-formation factors," Indian Journal of Physics, vol. ۹۵, pp. ۱۲۱-۱۳۱, ۲۰۲۱.
- [۶] K. P. B. R. K and J. A. Santhosh, "A semi-empirical model for alpha and cluster radioactivity," Nuclear and Particle Physics, vol. ۳۵, ۲۰۰۸.
- [۷] Y. J. Shi and W. J. Swiatecki, "Theoretical Estimates of the Rates of Radioactive Decay of Radium Isotopes by C ^{14} Emission," Physical Review Letters, vol. ۵۴, ۱۹۸۵.
- [۸] M. R. Pahlavani and S. R. Shamami, "Clusters decay half-live of various heavy deformed nuclei with mass numbers in the range $221 \leq A \leq 242$," Chinese Journal of Physics, vol. ۶۶, ۲۰۲۰.
- [۹] M. Mirea, R. Budaca and A. Sandulescu, "Spontaneous fission, cluster emission and alpha decay of ^{222}Ra in a unified description," Annals of Physics, vol. ۳۸۰, pp. ۱۵۴-۱۶۷, ۲۰۱۷.
- [۱۰] D. N. Poenaru and R. A. Gherghescu, "SPONTANEOUS FISSION, CLUSTER RADIOACTIVITY AND ALPHA DECAY OF SUPERHEAVY NUCLEI $^{282,284}\text{Cn}$ AND ^{286}Lv ," in Nuclear Particle Correlations and Cluster Physics, ۲۰۱۷, pp. ۳۷۱-۳۸۱.
- [۱۱] N. Sowmya, H. C. Manjunatha, N. Dhananjaya and A. M. Nagaraja, "Competition between binary fission, ternary fission, cluster radioactivity and alpha decay of ^{281}Ds ," Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, vol. ۳۲۳, ۲۰۲۰.
- [۱۲] N. Sowmya, H. C. Manjunatha, N. Dhananjaya and A. M. Nagaraja, "Competition between binary fission, ternary fission, cluster radioactivity and alpha decay of ^{281}Ds ," Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, vol. ۳۲۳, ۲۰۲۰.
- [۱۳] M. R. Pahlavani and M. Zadehraf, " ^4He , ^9Be , and ^{24}Mg accompanied ternary fission of the ^{242}Pu isotope in the touching equatorial configuration," The European Physical Journal, vol. ۵۴, pp. ۱-۸, ۲۰۱۸.
- [۱۴] Y. Z. Wang, S. J. Wang, Z. Y. Hou and J. Z. Gu, "Systematic study of α -decay energies and half-lives of superheavy nuclei," Physical Review C, vol. ۹۲, ۲۰۱۵.
- [۱۵] H. C. S. N and N. A. M. Manjunatha, "Semi-empirical formula for alpha and cluster decay half-lives of superheavy nuclei," Modern Physics Letters A, vol. ۳۵, ۲۰۲۰.
- [۱۶] K. P. Santhosh, R. K. Bju and S. Sahadevan, "Semi-empirical formula for spontaneous fission half-life time," Nuclear Physics A, vol. ۸۳۲, ۲۰۱۰.



مطالعه ی نوسانگر دیراک ناجابجایی برای پتانسیل کیلینگ بک (کد مقاله : ۱۰۷۵)

نظام پور ، حمید- متولی، سید محمد- حسینی، سیده سمیرا
دانشگاه مازندران، علوم پایه، گروه فیزیک هسته ای

چکیده:

این پژوهش به بررسی معادله نوسانگر دیراک در حضور اثر آهارونوف-بوهم و پتانسیل کیلینگ بک در فضای غیرجابجایی پرداخته است. این مطالعه بر پایه مکانیک کوانتومی نسبیتی انجام شده است که چارچوبی قوی برای تحلیل پدیده‌های فیزیکی در ابعاد کوچک و شرایط نسبیتی فراهم می‌آورد. پتانسیل کیلینگ بک در این پژوهش به کار گرفته شده که شامل سه مؤلفه کلیدی است: پتانسیل کولنی، نوسانگر هارمونیک و محدودکننده خطی. علاوه بر این، تأثیر تقارن خاصی با اعمال شرط $S=V$ نیز به طور دقیق بررسی شده است. نتایج به دست آمده از این مطالعه، درک جدیدی از رفتار سیستم‌های کوانتومی در فضاهای غیرجابجایی ارائه می‌دهد.

کلمات کلیدی: نوسانگر دیراک، اثر آهارونوف-بوهم، مکانیک کوانتومی، پتانسیل کیلینگ بک

Study of the noncommutative Dirac oscillator for the Killing-back potential

Nezampour, Hamid*, Motevalli, S. Mohammad and Hosseini, S.Samira
University of Mazandaran, Faculty of Science, Department of Physics

Abstract:

This study investigates the Dirac oscillator equation in the presence of the Aharonov–Bohm effect and the Killingbeck potential in noncommutative space. The research is based on relativistic quantum mechanics, which provides a strong framework for analyzing physical phenomena at small scales and under relativistic conditions. The Killingbeck potential used in this study consists of three key components: the Coulomb potential describing electrostatic interactions, the harmonic oscillator representing the vibrational characteristics of the system, and the linear confining term examining boundary effects. Additionally, the effect of a specific symmetry under the condition $S=V$ is thoroughly analyzed. The results obtained from this study offer a new understanding of the behavior of quantum systems in noncommutative spaces.

Key words: Dirac Oscillator, The Aharonov–Bohm (AB) effect, Quantum Mechanics (RQM), The Killingbeck potential



۱ - مقدمه

معادله دیراک یکی از بنیادی‌ترین دستاوردها در تلفیق مکانیک کوانتومی و نظریه نسبیت خاص است که توصیفی جامع از رفتار ذرات بنیادی نسبیتی ارائه می‌دهد. این معادله، رفتار فرمیون‌ها مانند الکترون‌ها را با دقت توصیف می‌کند و مفاهیمی نظیر اسپین $2/1$ و پدیده‌های کوانتومی وابسته به آن را به صورت طبیعی در خود جای داده است. و معادله به فرم معادله ۱ می‌باشد. [۱] یکی از نتایج شگفت‌انگیز این معادله، پیش‌بینی وجود پادذرات بود که مسیر علم را برای کشف ویژگی‌های تقارن در جهان هموار کرد. معادله دیراک با معرفی مفاهیمی مانند ماتریس‌های اسپینوری و تعامل بین ذرات و میدان‌ها، نقش مهمی در توسعه نظریه‌های مدرن کوانتومی ایفا کرده است. همچنین، این معادله پایه‌ای برای درک رفتار ذرات در شرایطی مانند انرژی‌های بالا، میدان‌های قوی و پدیده‌های کیهانی فراهم کرده است. به طور کلی، معادله دیراک نمادی از تلفیق ریاضیات پیشرفته با اصول اساسی فیزیک است که همچنان در تبیین پدیده‌های ناشناخته و پیشبرد مرزهای دانش نقش کلیدی دارد [۲]. اثر آهرانف-بوهوم کاربردهای عمیقی در معادلات کوانتومی دارد، به‌ویژه در بررسی سیستم‌هایی که در آنها پتانسیل‌های الکترومغناطیسی نقش کلیدی ایفا می‌کنند. این اثر نشان می‌دهد که در معادلات شرودینگر و دیراک، پتانسیل برداری به‌طور مستقیم در فاز تابع موج ذرات ظاهر می‌شود، حتی اگر میدان‌های فیزیکی در ناحیه حرکت ذره صفر باشند. این تأثیر فاز در معادلات کوانتومی برای توصیف پدیده‌های تداخلی مانند حلقه‌های کوانتومی به کار می‌رود. همچنین، اثر آهرانف-بوهوم در حل مسائل مرتبط با پدیده‌های توپولوژیکی و بررسی ویژگی‌های هندسی سیستم‌های کوانتومی نقش مهمی دارد. در چارچوب معادلات دیراک، به مطالعه دینامیک اسپین ذرات باردار در حضور میدان‌های مغناطیسی و الکترواستاتیک کمک می‌کند. به طور کلی، اثر آهرانف-بوهوم ابزاری مفهومی و کاربردی برای درک عمیق‌تر ارتباط بین پتانسیل‌ها و فاز کوانتومی در معادلات بنیادی است [۳]. پتانسیل کیلینگ یک یکی از مدل‌های مهم در مطالعه سیستم‌های کوانتومی است که در معادلات شرودینگر و دیراک کاربرد فراوانی دارد. این پتانسیل به‌ویژه در فیزیک هسته‌ای و تحلیل سیستم‌های ذرات باردار در میدان‌های پیچیده، ابزار قدرتمندی به شمار می‌آید. پتانسیل کیلینگ یک که به صورت معادله شماره ۲ بیان می‌شود، از سه بخش مختلف تشکیل شده است که هر کدام ویژگی‌های خاصی دارند: بخش هارمونیک، بخش خطی و بخش کولنی. این ترکیب به مدل‌سازی تعاملات پیچیده‌تر در سیستم‌های کوانتومی کمک می‌کند و به‌ویژه در تحلیل سیستم‌های هسته‌ای که تحت تأثیر نیروهای مختلف قرار دارند، مفید است. در معادلات کوانتومی، پتانسیل کیلینگ یک به‌ویژه در حل مسائل مربوط به انرژی‌های سطحی و دینامیک ذرات کوانتومی در میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی پیچیده به کار می‌رود. در فیزیک هسته‌ای، این پتانسیل برای توصیف رفتار نوترون‌ها و پروتون‌ها در میدان‌های مختلف، از جمله میدان‌های الکترواستاتیک و مغناطیسی، استفاده می‌شود. به علاوه، پتانسیل کیلینگ یک در مطالعه نوسانات هسته‌ای و بررسی تأثیرات برهم‌کنش‌های بین نوکلئون‌ها و نیروهای مختلف در سیستم‌های هسته‌ای کاربرد زیادی دارد. پتانسیل کیلینگ یک در مسائل کوانتومی به‌ویژه در سیستم‌هایی با برهم‌کنش‌های غیرهارمونیک یا پیچیده به کار می‌رود [۴]. برای مثال، در حل معادله شرودینگر برای سیستم‌های محدود، این پتانسیل به عنوان یک مدل مؤثر برای پیش‌بینی طیف‌های انرژی و تحلیل خواص سیستم‌های پیچیده استفاده می‌شود. علاوه بر این، در مطالعه مدل‌های هسته‌ای که در آن‌ها نیروهای کولنی و هارمونیک نقش دارند، این پتانسیل ابزار مفیدی برای شبیه‌سازی برهم‌کنش‌های مختلف است. در مجموع، پتانسیل کیلینگ یک با ویژگی‌های منحصر به فرد خود، در معادلات کوانتومی و فیزیک هسته‌ای به‌ویژه در تحلیل سیستم‌های پیچیده و مدل‌سازی نیروهای مختلف، جایگاه مهمی دارد. در این مطالعه، جنبه‌های مرتبط با فضای غیرجابجایی بررسی خواهد شد. به‌طور خاص، تمرکز ما بر روی ذره نسبیتی با اسپین-نیم، بررسی رفتار آن در یک میدان آهارونوف-بوهوم همراه با پتانسیل کیلینگ یک در چارچوب فضای غیرجابجایی است. در این مقاله، معادله نوسانگر دیراک با پتانسیل کیلینگ یک در فضای غیرجابجایی در نظر گرفته شده است. همچنین، اثر آهارونوف-بوهوم برای یک ذره نسبیتی با اسپین نیم بررسی شده است. بنابراین، مطالعه معادله نوسانگر دیراک انگیزه‌بخش به نظر می‌رسد. مسئله را در حضور پتانسیل کیلینگ یک و یک میدان مغناطیسی یکنواخت حل می‌کنند [۵]. بخش‌های آینده مسئله را در فضای غیرجابجایی مورد بررسی قرار خواهند داد.



$$\left[(\alpha \cdot p) + \beta (m + U_0 + V_0) - iM\beta\alpha \cdot r \right] \psi = \varepsilon \psi, \quad (1)$$

$$V(\vec{r}) = \alpha r^2 + \beta r - \gamma / r$$

۲)

۲ - مکانیک کوانتومی غیر جابه‌جایی:

مکانیک کوانتومی غیر جابه‌جایی یکی از شاخه‌های پیشرفته و نوین فیزیک نظری است که در آن مفهوم جابه‌جایی معمولی میان عملگرهای مختلف کوانتومی از بین می‌رود. در مکانیک کوانتومی کلاسیک، عملگرهای موقعیت و تکانه به‌طور استاندارد با یکدیگر جابجا می‌شوند. اما در مکانیک کوانتومی غیر جابه‌جایی، این فرضیه از اعتبار ساقط می‌شود و عملگرهای موقعیت و تکانه دیگر با هم جابجا نمی‌شوند. به عبارت دیگر، در این نظریه، ترتیب اعمال عملگرها بر یکدیگر تأثیرگذار است و رفتار سیستم‌های کوانتومی پیچیده‌تر از مدل‌های کلاسیک می‌شود. این تغییرات در ساختار عملگرها منجر به ظهور پدیده‌های جدید و جالب در سیستم‌های کوانتومی می‌شود که در فیزیک کلاسیک قابل پیش‌بینی نیست. در واقع، مکانیک کوانتومی غیر جابه‌جایی به‌طور خاص به مسائلی مانند ساختار غیرمحدب فضا-زمان، برهم‌کنش‌های پیچیده ذرات و پدیده‌های توپولوژیکی پرداخته و می‌تواند به‌عنوان یک چارچوب نظری برای گسترش مدل‌های موجود در فیزیک ذرات و گرانش کوانتومی مورد استفاده قرار گیرد. [۶] در این چارچوب، عملگرهای موقعیت و تکانه به‌طور عمومی روابط غیرخطی دارند و در نتیجه، پدیده‌هایی مانند تغییرات فازی و رفتارهای نانومقیاس به‌طور متفاوتی از مکانیک کوانتومی کلاسیک تحلیل می‌شوند. در واقع، مکانیک کوانتومی غیر جابه‌جایی به‌ویژه در بررسی سیستم‌های پیچیده با برهم‌کنش‌های غیرکلاسیکی و تحلیل خواص هندسی فضا-زمان در مقیاس‌های میکروسکوپی مفید واقع می‌شود. از جنبه‌های دیگر، مکانیک کوانتومی غیر جابه‌جایی به‌ویژه در نظریه‌های میدان‌های کوانتومی و مدل‌های فیزیک هسته‌ای کاربرد گسترده‌ای دارد. این مدل‌ها می‌توانند به درک بهتر برهم‌کنش‌های میان ذرات بنیادی و نیروهای حاکم بر آن‌ها کمک کنند. به‌ویژه در مقیاس‌های بالا و انرژی‌های شدید، جایی که مدل‌های کلاسیک ناکارآمد می‌شوند، مکانیک کوانتومی غیر جابه‌جایی می‌تواند رفتار سیستم‌ها را به‌طور دقیق‌تر پیش‌بینی کند [۷، ۸] در مطالعه‌ی گرانش کوانتومی، مکانیک کوانتومی غیر جابه‌جایی می‌تواند به ما در درک پیچیدگی‌های ساختار فضا-زمان کمک کند. با فرضیات غیر جابه‌جایی در این مقیاس‌ها، ممکن است ساختار فضا-زمان در مقیاس‌های میکروسکوپی رفتار متفاوتی نسبت به مدل‌های کلاسیک داشته باشد. در واقع، استفاده از این مدل‌ها می‌تواند به درک پدیده‌هایی مانند تکینگی‌های گرانشی و سیاه‌چاله‌ها کمک کند. در نهایت، مکانیک کوانتومی غیر جابه‌جایی نه تنها در فیزیک بنیادی، بلکه در سایر زمینه‌های مرتبط با علم مواد و نانوفیزیک نیز کاربرد دارد. این نظریه می‌تواند به مدل‌سازی دقیق‌تر سیستم‌های مزوسکوپی و بررسی رفتارهای نانومقیاس کمک کند. به طور کلی، مکانیک کوانتومی غیر جابه‌جایی به‌عنوان یک ابزار قدرتمند برای بررسی سیستم‌های پیچیده و تحلیل برهم‌کنش‌های غیرکلاسیکی در سطح کوانتومی شناخته می‌شود [۹]. در فضای ناجابه‌جایی، برای توصیف برهم‌کنش‌ها و تحلیل میدان‌ها، ضرب موپال [۱۰] رابطه‌ی ۳ استفاده می‌شود.

$$(f * g)(x) = \exp\left(\frac{i}{2\hbar} \theta^{ij} \partial_{x^i} \partial_{x^j}\right) f(x^i) g(x^j)$$

$$= f(x) g(x) + \frac{i}{2\hbar} \theta^{ij} \partial_i f \partial_j g \Big|_{x^i=x^j} + O(\theta^2), \quad (3)$$

وبعد از جایگذاری پتانسیل کیلینگبک و با در نظر گرفتن اثر آهرانف-بوهوم در فضای ناجابه‌جایی در معادله‌ی دیراک در حالت $S=V$ با حل معادله‌ی ۴ به معادله‌ی ۵ می‌رسیم:



$$\phi''(r) + [2\alpha + \beta^2 + \frac{\gamma^2}{r^4} - \frac{2\gamma}{r^3} + 4\alpha^2 r^2 - \frac{2\beta\gamma}{r^2} - \frac{4\alpha\gamma}{r} + 4\alpha\beta r] \phi(r) = 0 \quad (4)$$

(۵)

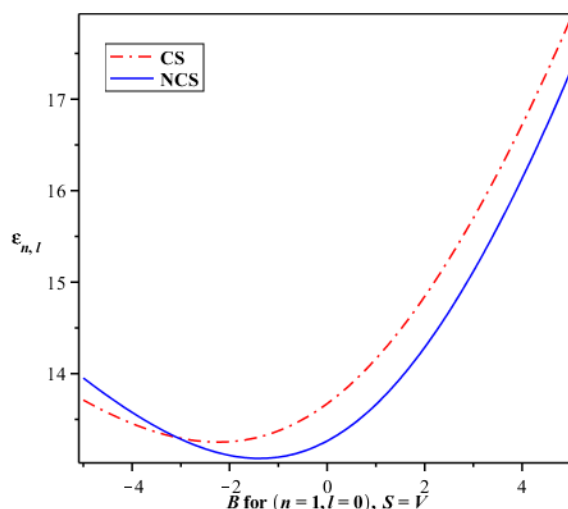
$$\frac{1}{(1 + \frac{m^2 \omega^2 \theta^2}{4\hbar^2} + \frac{2ms\omega\theta}{\hbar})} \left[\left(\frac{eB}{c} + \frac{4m\omega s}{\hbar} + \frac{em\omega Bs\theta}{c\hbar^2} + \frac{m^2 \omega^2 \theta}{\hbar} \right) L_z + 2m\omega\hbar + \frac{em\omega B\theta}{2c} + \frac{2eBs}{c} \right. \\ \left. + 2m^2 \omega^2 s\theta + \varepsilon_{n,l}^2 - m^2 + (\alpha L_z \theta)(2\varepsilon_{n,l} + 2m) \right] = \left(\frac{1}{(1 + \frac{m^2 \omega^2 \theta^2}{4\hbar^2} + \frac{2ms\omega\theta}{\hbar})} \left(\frac{e^2 B^2}{4c^2} + m^2 \omega^2 + \frac{2eBm\omega s}{c\hbar} + 2\alpha m + 2\alpha \varepsilon_{n,l} \right) \right)^{1/2} \\ + \frac{\frac{1}{1 + \frac{m^2 \omega^2 \theta^2}{4\hbar^2} + \frac{2ms\omega\theta}{\hbar}} (2\beta \varepsilon_{n,l} + 2\beta m)}{2 \left(\frac{1}{(1 + \frac{m^2 \omega^2 \theta^2}{4\hbar^2} + \frac{2ms\omega\theta}{\hbar})} \left(\frac{e^2 B^2}{4c^2} + m^2 \omega^2 + \frac{2eBm\omega s}{c\hbar} + 2\alpha m + 2\alpha \varepsilon_{n,l} \right) \right)^{1/2}}$$

روند متغیر انرژی بر حسب میدان مغناطیسی در حالت محدودیت تقارن اسپینی ($S=V$) برای فضاها ی جابجایی و غیر جابجایی نشان داده شده است. در نهایت، روابط دقیق انرژی را یافتیم. مشاهده می‌کنیم که پارامتر θ نقش یک کوچک را ایفا می‌کند. همچنین می‌بینیم که مقادیر ویژه انرژی در حضور هر میدان مغناطیسی خارجی کاهش می‌یابند. علاوه بر این، در



محدودیت $\theta \rightarrow 0$ همه چیز به نتایج شناخته شده فضای جابجایی تبدیل می‌شود. شکل ۱ بیانگر نقش کلیدی میدان مغناطیسی و فضای غیر جابجایی در تنظیم ویژگی‌های انرژی است.

شکل ۱. حالت پایه‌ی سطوح برای پتانسیل کیلینگ‌بک را نشان می‌دهد، که محور افقی متغیر میدان مغناطیسی و محور عمودی مقادیر انرژی را برای فضاهای جابجایی و غیر جابجایی مقایسه می‌کند.



۳ - نتایج:

در این پژوهش، نوسانگر دیراک با تأثیر میدان مغناطیسی بر انرژی سطوح لاندو در فضاهای جابجایی و غیر جابجایی مقایسه شده است. با افزایش میدان مغناطیسی، انرژی در هر دو حالت افزایش می‌یابد، اما در فضای غیر جابجایی، انرژی‌ها عموماً مقادیر بیشتری دارند که ناشی از پارامتر غیر جابجایی (θ) است. این اختلاف در میدان‌های مغناطیسی ضعیف بیشتر محسوس بوده و با افزایش میدان مغناطیسی کاهش می‌یابد. همچنین رفتار غیر خطی در برخی نواحی نمودار مشاهده می‌شود که احتمالاً به تأثیر پارامترهای پتانسیل کیلینگ‌بک و گشتاور زاویه‌ای مرتبط است. این نتایج نشان می‌دهند که فضای غیر جابجایی می‌تواند خواص کوانتومی سیستم را تغییر دهد و بر انرژی تأثیر بگذارد. اهمیت این تحلیل در فهم بهتر مکانیک کوانتومی و طراحی سیستم‌های مبتنی بر مواد مغناطیسی یا نانومواد است.

۴ - بحث و نتیجه گیری:

در این پژوهش، به مطالعه معادله نوسانگر دیراک در چارچوب نظریه‌های نسبیتی پرداخته‌ایم. این بررسی شامل تحلیل معادله دیراک در حضور پتانسیل کیلینگ‌بک و در شرایطی است که تقارن اسپین برای حالتی که پتانسیل‌های اسکالر و برداری برابر $S=V$ هستند، برقرار است. پتانسیل کیلینگ‌بک به دلیل ساختار خاص خود، که شامل ترم‌های خطی و مربعی است، ابزار مناسبی برای بررسی سیستم‌های نسبیتی در شرایط مختلف کوانتومی محسوب می‌شود. یکی از اهداف این پژوهش، یافتن راه‌حل‌های دقیق و تحلیلی برای معادله دوبریدی نوسانگر دیراک با استفاده از این پتانسیل بوده است. نتایج نشان می‌دهند که حضور پتانسیل کیلینگ‌بک تأثیرات قابل توجهی بر رفتار دینامیکی سیستم و طیف انرژی آن دارد. این تأثیرات می‌توانند در تحلیل سیستم‌های نسبیتی مانند ذرات بنیادی و رفتار آن‌ها در پتانسیل‌های موثر هسته‌ای مورد استفاده قرار گیرند. بررسی انجام شده در این مقاله همچنین نشان می‌دهد که تغییرات پارامترهای مختلف پتانسیل چگونه می‌توانند بر مقادیر انرژی و توابع موج ذرات تأثیر بگذارند. این نتایج به درک بهتر از خواص سیستم‌های نسبیتی در فیزیک کوانتومی و هسته‌ای کمک می‌کند. به طور خاص، مطالعه رفتار ذرات نسبیتی در حضور پتانسیل کیلینگ‌بک می‌تواند در شبیه‌سازی پدیده‌های مرتبط با نیروهای هسته‌ای، همچون اندرکنش‌های



نوکلئون‌ها و کوارک‌ها، مورد توجه قرار گیرد. از دیگر جنبه‌های برجسته این پژوهش، بررسی نقش انرژی‌های نسبیتی و تغییرات ناشی از پارامترهای سیستم است. این تحلیل‌ها می‌توانند به توسعه مدل‌های جدید در فیزیک هسته‌ای و کوانتومی کمک کنند. همچنین، نتایج این مطالعه برای کاربردهایی نظیر طراحی مدل‌های نظری در زمینه پراکندگی ذرات و برهم‌کنش‌های بین هسته‌ای نیز اهمیت دارند. در نهایت، نتایج به‌دست‌آمده در این مقاله می‌توانند به‌عنوان پایه‌ای برای گسترش تحقیقات در حوزه‌های مرتبط با فیزیک کوانتومی، نسبیت خاص، و رفتار سیستم‌های هسته‌ای در حضور پتانسیل‌های موثر استفاده شوند.

۵ - مراجع:

۱. Itô, D., K. Mori, and E. Carriere, An example of dynamical systems with linear trajectory. *Il Nuovo Cimento A* (۱۹۶۵-۱۹۷۰), ۱۹۶۷. ۵۱: p. ۱۱۱۹-۱۱۲۱.
۲. Cook, P., Relativistic harmonic oscillators with intrinsic spin structure. *Lettere al Nuovo Cimento* (۱۹۷۱-۱۹۸۵), ۱۹۷۱. ۱: p. ۴۱۹-۴۲۶.
۳. Bakke, K. and C. Furtado, The analogue of the aharonov-bohm effect for bound states for *neutral particles*. *Modern Physics Letters A*, ۲۰۱۱. ۲۶(۱۸): p. ۱۳۳۱-۱۳۴۱.
۴. Solimanian, M., J. Naji, and K. Ghasemian, The noncommutative parameter for $\bar{c}$ in nonrelativistic limit. *The European Physical Journal Plus*, ۲۰۲۲. ۱۳۷(۳): p. ۱-۴.
۵. Zhong, L., et al., Analysis of the Dirac equation with the Killingbeck potential in non-commutative space. *arXiv preprint arXiv:۲۱۰۱.۰۸۴۰۶*, ۲۰۲۱.
۶. Gamboa, J., M. Loewe, and J. Rojas, Noncommutative quantum mechanics. *Physical Review D*, ۲۰۰۱. ۶۴(۶): p. ۰۶۷۹۰۱.
۷. Douglas, M.R. and N.A. Nekrasov, Noncommutative field theory. *Reviews of Modern Physics*, ۲۰۰۱. ۷۳(۴): p. ۹۷۷.
۸. Chaichian, M., M. Sheikh-Jabbari, and A. Tureanu, Hydrogen atom spectrum and the Lamb shift in noncommutative QED. *Physical Review Letters*, ۲۰۰۱. ۸۶(۱۳): p. ۲۷۱۶.
۹. Chaichian, M., et al., Quantum theories on noncommutative spaces with nontrivial topology: *Aharonov-Bohm and Casimir effects*. *Nuclear Physics B*, ۲۰۰۱. ۶۱۱(۱-۳): p. ۳۸۳-۴۰۲.
۱۰. Qolizadeh, M., S. Motevalli, and S. Hosseini, The KG oscillator in the background of external magnetic field with a Cornell interaction in non-commutative quantum mechanics. *AIP Advances*, ۲۰۲۳. ۱۳(۱۱).



اندازه گیری سطح مقطع موثر واکنش $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$ در راکتور تحقیقاتی تهران (کد

مقاله : ۱۱۴۷)

جوکار، علیرضا^۱-صادقچه، زهرا^۲

۱. پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فیزیک و شتابگرها

۲. دانشگاه صنعتی شاهرود، دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای، گروه فیزیک هسته‌ای

چکیده:

در این کار سطح مقطع موثر واکنش $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$ با استفاده از روش فعالسازی نوترون تعیین شد. واکنش $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$ به وسیله بمباران نمونه هدف خالص و غنی شده $^{185}\text{Re}_2\text{O}_7$ (۹۸٪) با طیف نوترون های حرارتی و فوق حرارتی جایگاه پرتودهی D_6 راکتور تحقیقاتی تهران مطالعه شد. شارهای نوترون ها در محل نمونه ها به وسیله واکنش های $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ و $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ اندازه گیری گردید. برای کاهش عدم قطعیت نتایج، نمونه های با هم مخلوط و در یک مکان یکسان پرتودهی شدند. برای این هدف پودر اکسید رنیوم همراه اکسید کبالت و اکسید طلا در ترکیبی از اسید نیتریک و اسید کلریدریک به ترتیب به نسبت ۱ به ۳ حل شدند. اندازه گیری ها با پوشش و بدون پوشش کادمیوم انجام شدند. نرخ واکنش ها با استفاده یک آشکارساز HPGe اندازه گیری شدند. سطح مقطع موثر واکنش $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$ با استفاده از رابطه وستکات اندازه گیری و مقدار 234.6 ± 16.5 بارن بدست آمد. نتیجه اندازه گیری شده در این کار با سطح مقطع موثر محاسبه شده با داده های موجود در کتابخانه داده های هسته ای JENDL-5 و داده های ارزیابی شده توسط Mughabghab مقایسه شد.

کلمات کلیدی: رنیوم-۱۸۶، واکنش گیر اندازه نوترون، سطح مقطع موثر و پژشکی هسته ای

Measurement of effective cross section of the $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$ reaction in The Tehran Research Reactor

Jokar, Alireza

Physics and Accelerators Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran

Abstract

In the present work, the effective cross-section of the $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$ reaction was measured by the activation method. The $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$ reaction was studied by irradiating pure $^{185}\text{Re}_2\text{O}_7$ sample enriched by ۹۸٪ with thermal and epithermal neutrons in the Tehran Research Reactor. The thermal and epithermal neutron fluxes of the irradiation position were measured using $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ and $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ monitor reactions. In order to reduce the uncertainties results, the samples and monitors were mixed and irradiated in the same position. For this purpose, the enriched Re_2O_7 powder was mixed with Au_2O_3 and Co_2O_3 powders and dissolved in a mixture of hydrochloric acid and nitric acid (۳:۱). The measurements were based on the Cd-covered and without Cd covered irradiations of both the samples and monitors. The induced reaction rates in the samples were measured by an HPGe detector. The effective cross section was measured by using Westcott's convention and was found to be 234.6 ± 16.5 b. The measured result was compared with effective cross section in evaluated nuclear data library such as JENDL-5 and evaluated data by Mughabghab.

Key words: ^{186}Re , neutron capture reaction, effective cross-section and nuclear medic



۱. مقدمه:

رادیوایزوتوپ‌ها نقش مهمی در پزشکی هسته‌ای دارند و ابزارهای قدرتمندی برای تصویربرداری و درمان ارائه می‌دهند. رادیونوکلئید ^{186}Re در حال حاضر در تشخیص سرطان، تسکین درمانی، پرتودرمانی، تسکین درد سرطان متاستاز استخوان، درمان ارتروز مفاصل و درمان سرطان پروستات استفاده می‌شود. ^{186}Re یک گسیلنده ذرات بتا با انرژی بیشینه 1.07 MeV است که برای اهداف درمانی مناسب می‌باشد. این رادیونوکلئید همزمان پرتوی گامای 137 keV نیز ساطع می‌کند که برای تصویربرداری در اهداف تشخیصی و تعیین میزان توزیع و جذب دارو کاربرد دارد. امروزه به علت نیمه‌عمر و پاشی مناسب ^{186}Re و برد نفوذ قابل قبول ذرات ثانویه در بافت، این رادیوداروی برای درمان ارتروز روماتیسمی استفاده می‌شود [۱]. در این طرح درمان ذرات بتای باعث تخریب بافت آسیب‌دیده شده و کاهش درد بیمار می‌شود. رادیودارو ^{186}Re با دو روش متفاوت در شتابدهنده‌های سیلکروترون و راکتورهای تحقیقاتی قابل تولید است. در شتابدهنده سیکلوترون ^{186}Re با بمباران هدف ^{186}W با باریکه پروتون و از طریق واکنش $^{186}\text{W}(p, n)^{186}\text{Re}$ تولید می‌شود. بهره این واکنش در انرژی 10.9 MeV بیشینه است [۲]. در راکتورهای تحقیقاتی ^{186}Re با پرتوهای هدف $^{185}\text{Re}_2\text{O}_7$ از طریق واکنش گیراندازی $^{186}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ تولید می‌شود [۳].

در راکتورهای هسته‌ای، تولید ایزوتوپ‌ها با فعالیت ویژه بالا پیش‌نیاز اصلی برای انتخاب و استفاده آنها در مصارف پزشکی است. برای محاسبه اکتیویته ویژه محصولات واکنش‌های گیراندازی (n, γ) سطح مقطع موثر واکنش مورد نیاز است. سطح مقطع موثر حاصل جمع سطح مقطع حرارتی و انتگرال رزونانسی واکنش (n, γ) است که تابعی از سهم نوترون‌های فوق‌حرارتی در طیف کل نوترون‌ها در جایگاه پرتوهای نمونه می‌باشد. در اصل به علت وجود رزونانس‌های قوی و متعدد در بیشتر تابع تحریکی واکنش‌های گیراندازی (n, γ) حاصل از طیف نوترون‌های فوق‌حرارتی، سطح مقطع موثر اندازه‌گیری شده تنها در همان شرایط هندسی و نوترونی قابل استفاده می‌باشند. هدف این کار تحقیقاتی اندازه‌گیری سطح مقطع حرارتی موثر واکنش هسته‌ای $^{186}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ به روش فعال‌سازی در راکتور تحقیقاتی تهران به منظور تعیین دقیق اکتیویته ویژه نمونه بمباران شده در حین فرایند تولید و بهینه‌سازی تولید رادیوداروی درمانی رنیوم می‌باشد.

۲. تئوری:

مطابق با رابطه وسکات، در واکنش‌های گیراندازی نوترونی نرخ واکنش بر تعداد هسته‌های هدف به کمک فرمول زیر تعیین می‌شود (رابطه وسکات)^(۴):

$$R = \phi_0 \sigma(T) \quad (1)$$

که در رابطه فوق $\phi_0 = n v_0$ شار نوترون‌ها در انرژی 2200 m/s و $\sigma(T)$ سطح مقطع موثر واکنش است. سطح مقطع واکنش $\sigma(T)$ با رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$\sigma(T) = \sigma_{th} [G_{th} g(T) + r \sqrt{T/T_0} S_0 G_{epi}] \quad (2)$$

که σ_{th} سطح مقطع نوترون‌های حرارتی برای نوترون‌های 2200 m/s ، $g(T)$ پارامتری است که انحراف سطح مقطع حرارتی از قانون عکس سرعت نوترون‌ها (قانون $1/v$) را نشان می‌دهد ($g(T)=1$) یعنی در ناحیه انرژی تعریف شده سطح مقطع از قانون $1/v$ پیروی می‌کند، G_{th} و G_{epi} به ترتیب ضریب خودحفاظی برای نوترون‌های حرارتی و فوق‌حرارتی می‌باشد، $r \sqrt{T/T_0}$ شاخص

^۴ Westcott's convention



فوق حرارتی است که نشان‌دهنده کسر نوترون‌های حرارتی در طیف کل نوترون‌ها در محل نمونه است (برای شار نوترون حرارتی خالص این شاخص صفر در نظر گرفته می‌شود) و S_0 پارامتری است که نسبت انتگرال رزونانسی به سطح مقطع حرارتی را نشان می‌دهد. S_0 با رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$S_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{I_1}{\sigma_{th}} \quad (3)$$

که در رابطه فوق I_1 انتگرال رزونانسی کاهش‌یافته است که مقدار انتگرال رزونانسی پس از کاهش مولفه $1/v$ بالاتر از انرژی قطع ^{10} کادمیم را نشان می‌دهد. انرژی قطع فیلتر استوانه‌ای کادمیم به ضخامت ۱ mm حدود ۵۵ eV است. سهم مولفه $1/v$ در انتگرال رزونانسی با رابطه زیر مشخص می‌شود:

$$\Delta I(1/v) = I - I_1 = \int_{E_{cd}}^{\infty} g(T) \sigma_{th} \sqrt{\frac{E_0}{E}} \cdot \frac{dE}{E} = 2g(T) \sigma_{th} \sqrt{\frac{E_0}{E_{cd}}} \quad (4)$$

برای $E_0 = 0.0253$ eV سهم مولفه $1/v$ در انتگرال رزونانسی با رابطه زیر تخمین زده می‌شود:

$$\Delta I(1/v) = 0.428 g \sigma_{th} \quad (5)$$

با استفاده از روابط (۴) و (۵) انتگرال رزونانسی کاهش‌یافته I_1 را می‌توان با رابطه (۶) تعیین نمود:

$$I_1 = I - 0.428 g \sigma_{th} \quad (6)$$

برای تعیین شار نوترون‌ها در محل نمونه‌ها، معادلات (۱) و (۲) را می‌توان به شکل معادلات (۷) و (۸) که به ترتیب برای نمونه پرتودهی شده با و بدون پوشش فیلتر کادمیم نوشت [۵]:

$$R = \phi_0 \sigma(T) = \sigma_0 [\phi_{th} G_{th} g(T) + \phi_{epi} S_0 G_{epi}] \quad (7)$$

$$R' = \phi_0' \sigma(T) = \sigma_0 [\phi_{th}' G_{th} g(T) + \phi_{epi}' S_0 G_{epi}] \quad (8)$$

در معادلات (۷) و (۸) پارامترهای ϕ_{th} و ϕ_{epi} به ترتیب شار نوترون‌های حرارتی و فوق حرارتی بدون فیلتر کادمیم و ϕ_{th}' و ϕ_{epi}' به ترتیب شار نوترون‌های حرارتی و فوق حرارتی با فیلتر کادمیم می‌باشند.

نرخ واکنش با شمارش سطح زیر پیک‌های گاماها در موردنظر در طیف گامای حاصل از یک آشکارساز HPGe در رابطه زیر بدست می‌آید:



$$R = \frac{N_p Me^{\lambda t_d}}{N_a t_m W \epsilon \theta \gamma (1 - e^{-\lambda t_{irr}})} \quad (9)$$

که در رابطه فوق N_p تعداد شمارش‌ها زیر پیک گاما، ϵ بازده مطلق آشکارساز برای انرژی موردنظر، t_{irr} زمان پرتودهی، t_d مدت زمان بین انتهای پرتودهی و شروع شمارش، t_m زمان شمارش، λ ثابت واپاشی، γ احتمال گسیل پرتو گاما، θ فراوانی ایزوتوپ موردنظر در نمونه پرتودیده، λ ثابت واپاشی، W وزن نمونه، M جرم اتمی، N_a عدد آووگادرو می‌باشد. طیف‌های گاما بعد از طی یک زمان مناسب بعد پرتودهی نمونه جمع‌آوری و ثبت می‌شود.

۳. روش تجربی

برای اندازه‌گیری سطح مقطع واکنش هسته‌ای $^{186}\text{Re}(n,\gamma)^{185}\text{Re}$ ، از اکسید کبالت (Co_3O_4) و اکسید طلا (Au_2O_3) به طور همزمان برای اندازه‌گیری شار نوترون‌ها استفاده شد. برای این منظور پودر اکسید رنیوم ($^{185}\text{Re}_2\text{O}_7$) غنی‌شده (با درجه خلوص ۹۸ درصد) را همراه اکسید کبالت و اکسید طلا در محلول تیزاب سلطانی که ترکیبی از اسید نیتریک و اسید کلریدریک به ترتیب به نسبت ۱ به ۳ حل شد. از محلول ساخته شده به حجم ۳۰۰ cc، ۶۰ μL ، شامل ۵ μg ، اکسید رنیوم، ۷ μg ، اکسید طلا و ۱ μg اکسید کبالت جدا شده و داخل کپسول کوارتز به ضخامت ۱ mm، قطر خارجی ۶ mm و ارتفاع ۶ mm، ۲۰ ریخته شد. کپسول به مدت ۳۰ دقیقه در دمای ۸۰ درجه در آون قرار داده شده تا محلول کاملاً خشک شده و در انتهای کپسول کوارتز رسوب کند. کپسول‌ها بعد از آب‌بندی برای پرتودهی در داخل یک ظرف آلومینیومی جهت پرتودهی به راکتور تحقیقاتی تهران فرستاده شد. با توجه به مقدار کم مواد استفاده شده، ابعاد و ضخامت لایه رسوب‌داده‌شده در انتهای کپسول ناچیزی خواهد بود بطوری که می‌توان از اثر ضریب خودحفاظی نوترون‌های حرارتی و فوق‌حرارتی بر سطح مقطع واکنش‌های صرفه‌نظر کرد. همچنین به علت اینکه نمونه هدف (اکسید رنیوم) و نمونه‌های مونیتور (اکسید کبالت و اکسید طلا) به صورت مخلوط و در یک نقطه یکسان به طور همزمان در محیط همسانگرد پرتودهی می‌شوند، با این نوع روش نمونه‌سازی از خطاهای سیستماتیک ناشی از تفاوت شار نوترون‌های دریافتی بین نمونه‌های هدف اجتناب شده است. برای تعیین سطح مقطع واکنش $^{186}\text{Re}(n,\gamma)^{185}\text{Re}$ نمونه‌ها داخل ۲ ظرف پرتودهی از جنس آلومینیوم به راکتور تحقیقاتی تهران فرستاده شدند. در یکی از ظروف، کپسول کوارتز داخل پوششی استوانه‌ای شکل از جنس کادمیم به ضخامت ۱ mm، قطر خارجی ۸ mm و ارتفاع ۳۰ mm قرار داده شد. در ظرف دوم کپسول‌های کوارتز بدون پوشش کادمیم برای پرتودهی به راکتور ارسال شد. نمونه‌های تهیه‌شده در قلب راکتور و جایگاه پرتودهی D_6 به مدت ۱۵ دقیقه پرتودهی شدند. نمونه‌های پرتودهی‌شده بعد از ترخیص از راکتور برای شمارش و تعیین اکتیویته ایزوتوپ‌های مورد نظر به آزمایشگاه اسپکترومتري گاما منقل شدند. به منظور کاهش زمان مرده شمارش و همچنین دستیابی به خطای آماری شمارش کمتر از ۳ درصد برای قله‌های گاما‌های مورد نظر، نمونه‌ها ۵ روز بعد از اتمام پرتودهی شمارش شدند. برای این منظور از آشکارساز HPGe استفاده شد. کپسول‌های حاوی نمونه‌های پرتودهی‌شده در فاصله ۵ سانتیمتری از آشکارساز قرار داده شدند. آشکارساز با استفاده از چشمه‌های نقطه‌ای ^{241}Am ، ^{137}Cs ، ^{60}Co ، ^{133}Ba و ^{152}Eu در همان مکان کپسول‌ها کالیبره شدند. طیف‌های گاما بعد از طی یک زمان مناسب جمع‌آوری و ثبت شدند.



مقادیر نرخ‌های واکنش با استفاده از رابطه (۹) و شارهای Φ_{th} و Φ_{epi} به ترتیب از حل همزمان دو معادله (۷) و (۸) با استفاده از مونیتورهای طلا و کبالت اندازه‌گیری شدند. داده‌های هسته‌ای مورد نیاز برای این اندازه‌گیری‌ها در مجلات و گزارشات ارائه شده است [۶ و ۷]. جدول (۱) این داده‌های نشان می‌دهد. همچنین در این جدول مقادیر S_0 با استفاده از روابط (۳) تا (۶) محاسبه شده‌اند. در جدول (۲) نتایج اندازه‌گیری مقادیر نرخ واکنش‌ها و شار نوترون‌ها ارائه شده است. عدم قطعیت مقادیر شار اندازه‌گیری شده مربوط به خطای آماری سطح زیر قله‌ها (کمتر از ۲ درصد) و عدم قطعیت سیستماتیک مربوط به بازه آشکارساز (۵ درصد) است.

جدول ۱. داده‌های هسته‌ای مورد نیاز برای تعیین شار و نرخ واکنش

نمونه	واکنش	نیمه‌عمر	ضریب تصحیح کادمیوم F_{Cd}	پارامتر g_{300k}	سطح مقطع نوترون‌های حرارتی σ_0 (b)	انتگرال رزونانسی I_0 (b)	S_0^*	انرژی گاما (keV)	I_γ (%)
Co_3O_4	$^{59}Co(n, \gamma)^{60}Co$	۵/۲۷ سال	۱	۱/۰۰۰۴	۳۷/۱۸	۷۵/۹	۱/۸۲	۱۱۷۳ ۱۳۳۲	۹۹/۹ ۹/۹۸ ۹
Au_2O_3	$^{197}Au(n, \gamma)^{198}Au$	۶۴/۶۸ ساعت	۰/۹۹۱	۱/۰۰۵۴	۹۸/۶۵	۱۵۵۰	۱/۲۵ ۷	۴۱۲	۹/۵۳ ۵
Re_2O_7	$^{185}Re(n, \gamma)^{186}Re$	۸۹/۳ ساعت	۱	۱/۰۰۵۳	۱۱۲	۱۷۱۷	۱/۸۲ ۶	۱۳۷	۹/۴۲

جدول ۲. نتایج نرخ واکنش‌ها و شار نوترون‌ها

شرایط پرتودهی	زمان پرتودهی (دقیقه)	نرخ واکنش (بر ساعت) ^{198}Au	نرخ واکنش (بر ساعت) ^{60}Co	نرخ واکنش (بر ساعت) ^{186}Re	شار نوترون‌های حرارتی $(n/cm^2.s) \times 10^{13}$	شار نوترون‌های فوق حرارتی $(n/cm^2.s) \times 10^{12}$
با پوشش کادمیوم	۱۵	39 ± 13	12 ± 0.1	84 ± 16	100 ± 0.5	430 ± 22
بدون پوششش کادمیوم	۱۵	83 ± 26	10 ± 0.6	99 ± 33	710 ± 39	439 ± 22



۴. نتیجه و بحث:

سطح مقطع موثر واکنش $^{186}\text{Re}(n, \gamma)^{185}\text{Re}$ با استفاده از رابطه وستکات (رابطه (۱)) و مقادیر اندازه‌گیری شده در جدول (۲) بدست آمد. مقدار اندازه‌گیری شده در این کار در جدول (۳) نشان داده شده است. همچنین در این جدول برای مقایسه نتایج، مقادیر سطح مقطع موثر محاسبه شده با معادله (۲) با استفاده از داده‌های تئوری سطح مقطع حرارتی و بازه رزونانسی گزارش شده در مراجع [۶ و ۷] و نیز نسبت شار نوترون‌های فوق حرارتی به حرارتی راکتور تهران اندازه‌گیری شده در این کار نیز ارائه شده است. همانطور که از مقایسه نتایج بدست آمده در جدول (۳) می‌توان مشاهده کرد مقدار سطح مقطع موثر واکنش $^{186}\text{Re}(n, \gamma)^{185}\text{Re}$ اندازه‌گیری شده در این کار توافق بسیار خوبی با نتایج محاسبه شده با استفاده از داده‌های مراجع دارد.

جدول ۳. سطح مقطع موثر واکنش $^{186}\text{Re}(n, \gamma)^{185}\text{Re}$

نتایج	سطح مقطع نوترون‌های حرارتی σ_0 (b)	انتگرال رزونانسی I_0 (b)	سطح مقطع موثر σ_{0*} (b)	خطای نسبی (%)
این کار	-	-	234.6 ± 16.5	۰
Mughabgha b [۶]	۱۱۲	۱۷۱۷	۲۲۸/۵	۳
JENDL-5 [۷]	۱۱۱/۴	۱۶۳۴	۲۲۲/۳	۵

۵. مراجع:

- [۱] K. Hashimoto, K. Yoshihara, "Rhenium Complexes Labeled with $^{186,188}\text{Re}$ for Nuclear Medicine," Topics in current Chemistry, V. ۱۷۶ (۱۹۹۶).
- [۲] L. Solin, V.A. Jakovlev, I.E. Alekseev, V.V. Lazarev, "Cyclotron Yields of Rhenium- ^{186} ," Medimond, (۲۰۰۵) ۱۳۱-۱۳۶.
- [۳] R.A. Kuznetsov, C. Daming, A.N. Pakhomov, S.I. Klimov, Y. Honwei, C. Benzhu, " $^{188}\text{W}/^{188}\text{Re}$ Generator of ۱ Ci Activity," Medimond, F۴۲۵R۰۰۲۵, (۲۰۰۵) ۵۵-۶۲.
- [۴] Westcott, C.H., Walker, W.H., Alexander, T.K., ۱۹۵۸. Effective cross sections and cadmium ratios for the neutron spectra of thermal reactors. In: Proc. ۲nd Int. Conf. on Peaceful use of Atomic Energy, Geneva, United Nations, New York, vol. ۱۶, pp. ۷۰-۷۶.
- [۵] A.R. Jokar, M.R. Davarpanah a, M. Keyvani Ghamsari, " Measurement of effective neutron cross section of the reaction $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}$ in TRR nuclear reactor by using thermal neutrons ", Annals of Nuclear Energy ۶۳ (۲۰۱۴) ۶۵۳-۶۵۷.
- [۶] Mughabghab, S.F., ۲۰۰۳. Thermal Neutron Capture Cross Sections, Resonance Integral and g-Factors, International Atomic Energy Agency, INDC(NDS)-۴۴۰.
- [۷] <https://www.ndc.jaea.go.jp>.



مطالعه پدیده گجی هسته برای ایزوتوپ های نوترون-فرد اربوم با عدد جرمی ۱۵۹-۱۶۱-

۱۶۳ با استفاده از مدل لایه ایی تصویری (کد مقاله : ۱۱۷۸)

مهران شهریار^۱، زهره فیروزی^۱

۱. گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور مشهد، خراسان رضوی، ایران

چکیده:

هدف اصلی در این پژوهش، مطالعه و جستجوی پدیده‌ی گجی هسته‌ای ایزوتوپ های نوترون فرد Er با عدد جرمی ۱۵۹-۱۶۳ در چارچوب مدل لایه ایی تصویر شده است. دو نمودار مهم شامل طیف اورست و نمودار انرژی انتقالی، تا اسپین⁺ ۵۹/۲ با تغییر شکل حدود ۰/۲۲۰-۰/۲۵۰ رسم شدند. با مطالعه‌ی ساختار باندهای ایزوتوپ های اربوم بر اساس ساختار ۱ و ۳ شبه-ذره‌اینوترونی و پروتونی در اسپین نسبتاً بالا، مشخص شد که به دلیل هم‌راستایی چرخشی آخرین جفت پروتون‌های شکسته در اوربیتال لایه‌ی نفوذی $h_{11/2}$ با نوترون های دارای کم‌ترین انرژی‌های از تراز $1i_{13/2}$ ، پدیده‌ی تقاطع باند در محدوده‌ی اسپین $41/2^+$ تا $53/2^+$ رخ داده و با افزایش عدد نوترونی، در اسپین‌های بالاتر اتفاق می‌افتد. علاوه بر این، یک الگوی زیگزاگ در انرژی انتقالی $\Delta E(I)$ مشاهده شد که نشان‌دهنده‌ی پدیده‌ی گجی هسته‌ای است و در محدوده‌ی اسپین‌های گفته شده به‌طور موقت کاهش یافته و دوباره افزایش می‌یابد. به وضوح مشخص شد که نتایج محاسباتی این مطالعه با داده‌های تجربی هم‌خوانی خوبی دارند.

کلمات کلیدی: پدیده گجی هسته، طیف اورست، مدل لایه ایی تصویری

Study of Nucleus Staggering Phenomenon for Odd-neutron Erbium with

159-161-163 Mass number Isotopes by use of Projected Shell Model

Zohreh Firouzi¹, Mehran Shahriari¹,

¹. Department of Physics, Mashhad Payame Noor University, Khorasan Razavi, Iran

Abstract:

The main purpose in the present research is study the Nucleus Staggering Phenomenon in even-odd $^{159-161-163}\text{Er}$ nuclei in the Framework of Projected Shell Model (PSM). Two important diagram consist of the Yrast spectrum and transitions energy diagram, up to spin $59/2^+$, by deformation of $\sim 0.22-0.25$ were plotted. By study band structure of $^{159-161-163}\text{Er}$ based on 1 & 3 -quasiparticle neutron and proton structure in rather high spin, it was found that due to rotational alignment of the last broken protons pairs in orbital of $1h_{11/2}$ intruder layer within the last neutron by lowest energies of $1i_{13/2}$, the band-crossing occurred in spin ranges $41/2^+-53/2^+$ and incident in higher spins with increasing Neutron number. In addition, a zigzag mode in transition energy $\Delta E(I)$, was observed which indicates nucleus staggering phenomenon and within the range of spins mentioned decreases momentarily and increases again. It is clearly evident that the calculated results in this study are in good agreement with the experimental data.

Keywords: Nucleus Staggering phenomenon, Yrast Spectrum, Projected Shell Model.



۱- مقدمه

مطالعه‌ی ساختار هسته‌ای شباهت‌های بسیاری با ساختار الکترونی فلزات نشان می‌دهد. در واقع، هسته را می‌توان به عنوان یک مدل گاز فرمی تصور کرد که در هر دو سیستم، با در نظر گرفتن اولین تقریب از مسیر آزاد میانگین حرکت ذرات، همبستگی‌های مهمی بین ذرات به دلیل نیروهای بین فرمیون‌ها و تعامل با ارتعاشات شبکه در اتم‌های فلزی وجود دارد [۱].

یکی از مهم‌ترین مباحث در فیزیک هسته‌ای، پدیده‌ی نوسان فرد-زوج^{۱۱} در انرژی‌های پیوندی است که در بسیاری از سیستم‌های فرمیونی مانند هسته‌ها [۲]، ابررساناها و خوشه‌های فلزی [۳] مشاهده شده است. در هسته‌هایی با نوکلئون‌های فرد-زوج یا فرد-فرد، پدیده‌ی نوسان فرد-زوج معمولاً به همبستگی جفت‌شدن نوکلئون-نوکلئون مربوط می‌شود که نقش مهمی در ساختار هسته‌ای ایفا می‌کند [۴]. نظریه‌ی تشابه بین اثر همبستگی هسته‌ای و حالت ابررسانایی فلزی برای اولین بار توسط بور و همکاران [۱] پیشنهاد شد.

تعداد زیادی از نظریه‌ها و محاسبات برای پدیده‌ی نوسان انرژی $\Delta I = 1$ ، مانند نظریه‌های هارتری-فوک + بردن-کوپر-شریفر^{۱۲}، هارتری-فوک-بوگولیوبوف^{۱۳} [۵،۶]، مدل چرخشی-ارتعاشی^{۱۴} [۷،۸]، و مدل ذره-چرخان^{۱۵} [۹،۱۰]، برای مطالعه‌ی همبستگی جفت‌شدن در پدیده‌ی پدیده‌ی نوسان فرد-زوج انجام شده‌اند. برخی از مطالعات مهم بر روی ایزوتوپ‌های اربوم ۱۱-۱۵ و پدیده‌ی نوسان انرژی [۱۶-۱۷] با استفاده از مدل پوسته‌ای تصویر شده^{۱۶} انجام شده‌اند که اخیراً گزارش شده‌اند. مدل نیلسون که بسیار نزدیک به پیکربندی واقعی هسته‌های نادر زمین با شکل تغییر یافته است، در سال ۱۹۵۵ ارائه شد [۱۸] و به عنوان یک مدل پوسته‌ای که بر روی محور تقارن هسته‌ای تصویر شده است، توسط هارا و سان فرمول‌بندی شد [۱۰]. در سال ۱۹۹۷ نیز کد فرتن^{۱۷} مربوط به مدل پوسته‌ای تصویر شده برای رایانه‌های شخصی نوشته و منتشر شد [۱۹].

در این پژوهش، با استفاده از مدل پوسته‌ای تصویر شده، پدیده‌ی گجی هسته‌ای^{۱۸} برای $\Delta I = 1$ در ایزوتوپ‌های زوج-فرد ${}^{163}_{81}\text{Bi}$ - ${}^{161}_{81}\text{Bi}$ - ${}^{159}_{81}\text{Bi}$ که یک فرآیند تغییر منظم برای پارامترهای تغییر شکل چهارقطبی، ϵ_2 دارد، در نظر گرفته شده است. در بخش‌های ۲ و زیربخش‌های ۳/۱ و ۳/۲، به ترتیب چارچوب نظریه‌ی مدل پوسته‌ای تصویر شده، طیف اورست و پدیده‌ی گجی هسته‌ای ارائه شده‌اند. نتیجه‌گیری نیز در بخش ۴ ارائه شده است.

۲- چهارچوب نظریه مدل لایه ایی تصویری

مدل لایه ایی تصویری، در واقع یک مدل پوسته‌ی کروی شکل کوتاه شده است که بر روی پایه‌های تصویری تغییر شکل یافته تصویر شده است و برای مطالعه هسته‌های تغییر شکل یافته متوسط و سنگین کمیاب حاکی مورد استفاده قرار می‌گیرد. مهم‌ترین نوع این مدل، تشکیل ساختار شبه ذره‌ای توسط ادغام و ترکیب حالات تغییر یافته‌ی تک ذره‌ای مستخرج از مدل نیلسون همراه با محاسبات بردن-کوپر-شریفر^{۱۹} بر مبنای حالت شبه ذره خلا $|0\rangle$ است [۲۰]. عموماً فضای پیکربندی این مدل، سه پوسته‌ی اصلی برای پروتون‌ها و نوترون‌ها را در بر می‌گیرد.

^{۱۱} Odd-even staggering (OES)

^{۱۲} Hartree-Fock+ Bardeen-Cooper-Schrieffer

^{۱۳} Hartree-Fock-Bogoliubov

^{۱۴} Vibration-Rotor Model

^{۱۵} Particle-Rotor Model

^{۱۶} Projected Shell Model

^{۱۷} Fortran Code

^{۱۸} Staggering

^{۱۹} Bardeen-Cooper-Schrieffer



در این مدل محاسبات همراه با سه پوسته ی اصلی ($N=۴, ۵, ۶$) ($N=۳, ۴, ۵$) همراه با پوسته ی فعال ($N=۶$) ($N=۵$) برای پروتون ها (نوترون ها) انجام می شوند. پارامترهای نیلسون $\mathcal{E}_2$ (چهارقطبی تغییر شکل یافته) و $\mathcal{E}_4$ (تغییر شکل شانزده قطبی) از منبع [۲۱] انتخاب شده و در جدول ۱ به صورت فهرست وار بیان می شوند. توسط پیش بینی مجموعه ای از حالات متعدد شبه ذره ای $|\Phi_k\rangle$ شامل حالات سه و تک ذره ای برای هسته ی فرد-زوج بر اساس رابطه ی ۱ بر روی تکانه زاویه ای مناسب همانند I، حالات شبه ذره ای مدل تغییر شکل یافته ی پوسته تولید می شوند. در جایی که $|\cdot\rangle$ حالت خلأ و a_{π}^+ عملگرهای خلق کننده ی شبه ذره π هستند و شاخص ν (π) برای نوترون ها (پروتون ها) ثابت است.

$$\{|\Phi_k\rangle\} = \{a_{\nu}^+|\cdot\rangle, a_{\nu}^+a_{\pi}^+|\cdot\rangle, a_{\pi}^+a_{\nu}^+|\cdot\rangle, \dots\} \quad (۱)$$

با استفاده از تعریف هامیلتونی مورد استفاده در این محاسبات، معادله ی (۲)، مقدار چشم داشتی انرژی به دست می آیند. که برای رسم نمودار انرژی بر حسب اسپین بصورت رابطه ی (۳) مورد استفاده قرار می گیرد. جزئیات بیشتر درباره ی محاسبات تئوری این مدل در منبع [۱۰] تعریف می شوند:

$$H = H_0 + \frac{1}{2} \chi \sum_{\mu} \hat{Q}_{\mu}^+ \hat{Q}_{\mu} - G_M \hat{P}^+ \hat{P} - G_Q \sum_{\mu} \hat{P}_{\mu}^+ \hat{P}_{\mu} \quad (۲)$$

$$E(I) = \frac{\langle \Phi_k | \hat{H} \hat{P}_{kk'}^I | \Phi_{k'} \rangle}{\langle \Phi_k | \hat{P}_{kk'}^I | \Phi_{k'} \rangle} = \frac{H_{kk'}^I}{N_{kk'}^I} \quad (۳)$$

H_0 هامیلتونی نوسانگر هارمونیک تک ذره ای است که شامل نیروی اسپین-مدار مناسبی است. عبارات دوم، سوم و چهارم که هامیلتون غیر کروی را تشکیل می دهند؛ به ترتیب نیروهای چهارقطبی-چهارقطبی، جفت های-تک قطبی و -چهارقطبی را نشان می دهند. ضرایب χ ، G_Q و G_M قدرت برهم کنش های چهار قطبی-چهارقطبی، جفت های تک قطبی و جفت های چهار-قطبی نامیده می شوند. قدرت χ می تواند با استفاده از پارامتر تغییر شکل یافته ی $\mathcal{E}_2$ ، بصورت خود-سازگار محاسبه شود. قدرت جفت های تک قطبی، G_M می تواند توسط معادله ی (۴) بیان شود.

$$G_M = \left[21.24 \pm 13.86 \frac{N-Z}{A} \right] A^{-1} \quad (۴)$$

در جایی که علامت منفی (-) برای نوترون ها و علامت مثبت (+) برای پروتون ها است. فرض می شود که قدرت جفت شدگی چهار قطبی G_Q متناسب با G_M است و متناسب با ضریب $18/0$ در نظر گرفته می شود [۲۲].

جدول ۱: پارامترهای تغییر شکل یافته چهار قطبی و چند قطبی مورد استفاده در محاسبه حاضر

Os	۱۵۹	۱۶۱	۱۶۳
$\mathcal{E}_2$	۰/۲۲۰	۰/۲۴۰	۰/۲۵۰
$\mathcal{E}_4$	-۰/۰۱۰	۰/۰۰	۰/۰۰

۳- نتایج و نتیجه گیری

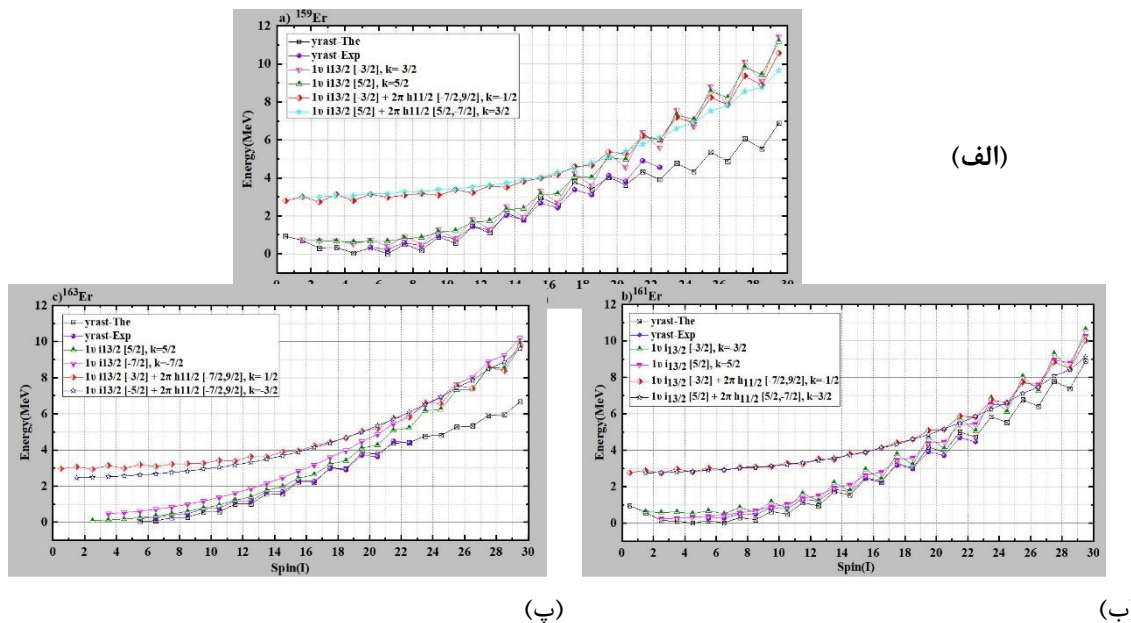
۳-۱ ساختار شبه ذره ای طیف اورست

در شکل های ۱ (الف)-(ب) و (پ) ساختار طیف اورست که نمودار نواری نیز نامیده میشود برای انرژی های مختلف مربوط به هر ترکیب از تکانه زاویه ای تصویر شده بعنوان تابعی از اسپین رسم شده است. ساختار نواری به وضوح نشان میدهد که طیف اورست تا اسپین های $۳۵/۲$ ، $۴۳/۲$ و $۴۱/۲$ به ترتیب شامل ترکیبی از تک-شبه ذره های نوترونی، $1\nu i_{13/2}[5/2]$ ، $1\nu i_{13/2}[-3/2]$ ، $k=-3/2$ ، $1\nu i_{13/2}[-7/2]$ ، $k=-7/2$ ، $k=5/2$ ، $1\nu i_{13/2}[-3/2]$ ، $k=-3/2$ ، $2\nu \pi h_{11/2}[-3/2]$ و $1\nu i_{13/2}[-3/2]$ است. بعلاوه دو-شبه ذره های پروتونی $1\nu i_{13/2}[-3/2]$ و $1\nu i_{13/2}[-3/2]$ نیز در این ساختار دیده می شود.

^{۲۲} Quasi-particle



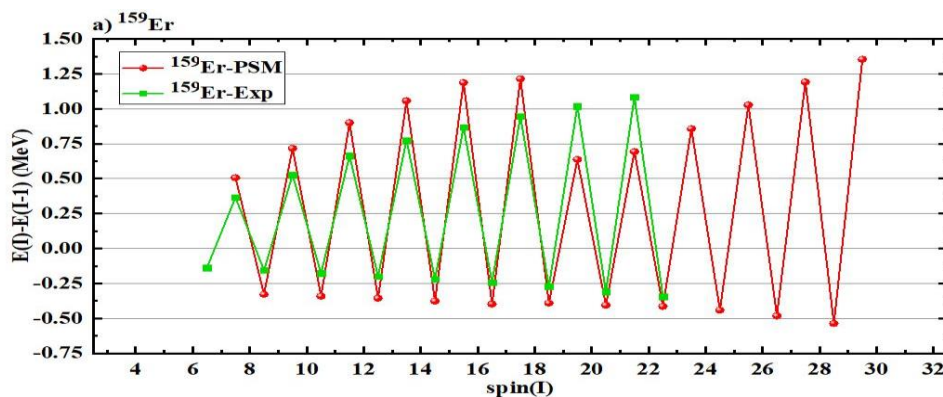
تک نوترونی مهمترین نقش در ساختار طیف اورست در اسپین های نسبتا بالا دارد.
 $1/2, k=-1/2, 9/2, k=3/2$ و $5/2, -7/2, k=3/2$ مربوط تراز اختلالی تراز $h_{11/2}$ با ترکیب با شبه-ذره های

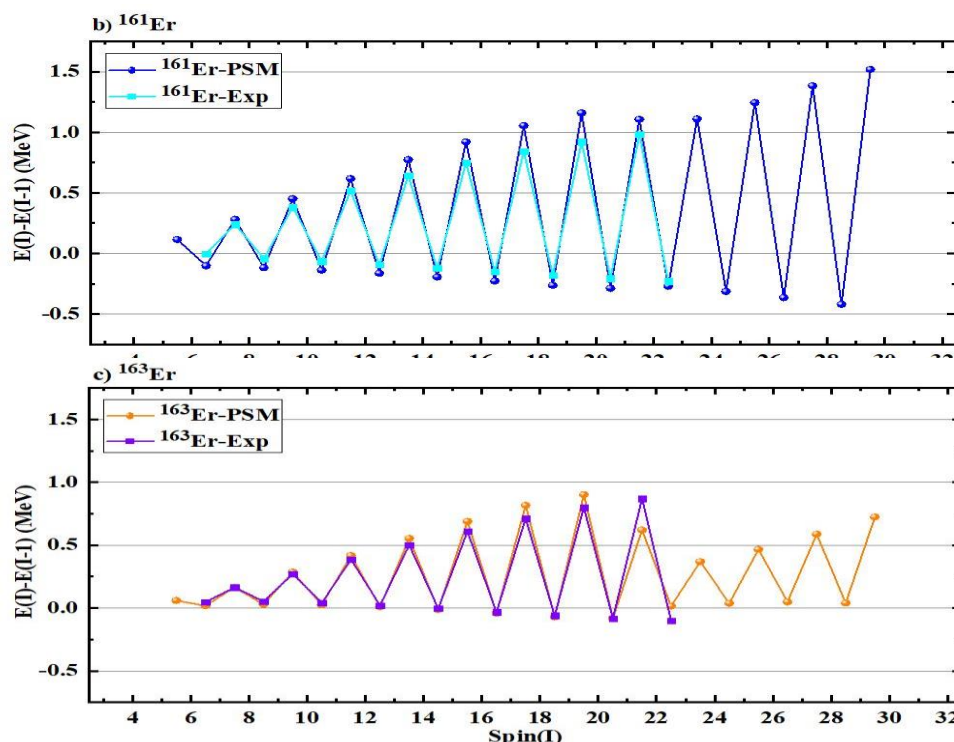


شکل ۱- نمودار طیف اورست برای (الف) ^{159}Er (ب) ^{161}Er (پ) ^{163}Er

۳-۱ نمودار های پدیده گیجی هسته

در شکل های ۲ (الف)-(ب) و (پ)، مقادیر انرژی انتقال ها $E(I)-E(I-1)$ ، برای ایزوتوپ های ^{159}Er تا ^{163}Er تا اسپین $2/59+$ که مربوط به حالت اورست هستند، به صورت نظری و تجربی به ترتیب رسم شده اند. در واقع، در هسته های فرد-زوج (با عدد جرمی فرد A)، تنها یک نوکلئون (در اینجا آخرین نوترون) به صورت منفرد است و بقیه $(A-1)$ نوکلئون ها که دارای تعداد زوج نوترون و پروتون هستند، جفت شده اند.





شکل ۲- نمودارهای گيجی هسته (گذارهای انرژی) در اسپین‌های متوالی برای (الف) ^{159}Er (ب) ^{161}Er (پ) ^{163}Er . داده‌های تجربی از مرجع [۱۶] گرفته شده است.

همان‌طور که در شکل‌های ۲ مشاهده می‌شود، در ابتدا روند تغییرات اختلاف انرژی بین دو سطح متوالی، $\Delta E(I)$ ، به صورت زیگزاگی است که به عنوان پدیده "گيجی هسته‌ای" در هسته‌های زوج-فرد شناخته می‌شود. علاوه بر این، با بررسی دقیق‌تر مشخص شده است که:

(الف) نوسان هسته‌ای با افزایش عدد جرمی کاهش می‌یابد.

(ب) در اسپین‌های $39/2^+$ ، $43/2^+$ و $47/2^+$ روند کاهشی-افزایشی (ابتدا فشردگی کمی حالت زیگزاگی و سپس گسترش مجدد) مشاهده می‌شود.

(پ) بازه اختلاف انرژی از -0.5 تا 1.25 مگاالکترون‌ولت برای ^{159}Er ، -0.25 تا 1 مگاالکترون‌ولت برای ^{161}Er و 0 تا 0.75 مگاالکترون‌ولت (حداقل مقدار) برای ^{163}Er تغییر می‌کند، به عبارتی بازه اختلاف انرژی روند کاهشی دارد.

۴- نتیجه‌گیری

به طور خلاصه، پدیده‌ی گيجی هسته‌ای، برای ایزوتوپ‌های اربیم با عدد جرمی 159 ، 161 و 163 با استفاده از مدل پوسته‌ای تصویر شده برای حالت‌های با اسپین نسبتاً بالا تا اسپین $59/2\hbar$ مورد مطالعه قرار گرفت و ساختار طیف اورست محاسبه و رسم شد. مشاهده شد که خط اورست تا محدوده‌ی اسپین $[35/2^+ \text{ تا } 41/2^+]$ از دو باند ۱-شبه ذره‌ای نوترون و سپس باندهای ۳-شبه ذره‌ای تک نوترون به اضافه دو پروتونی تشکیل شده است. به عنوان مهمترین نتیجه این تحقیق مشخص شد الگوی



زیگزاگ هسته‌ای دارای روند کاهشی-افزایشی^{۲۲} در محدوده اسپین‌های $39/2+$ ، $43/2+$ و $47/2+$ است که دقیقاً با تقاطع باندهای ۳-شبه‌ذره‌ای با باندهای ۱-شبه ذره ایی نوترون در طیف اورست هم‌زمان و منطبق است.

۵- مراجع

- [۱] A. Bohr, B. Mottelson, and D. Pines, Phys. Rev., ۱۱۰, ۹۳۶ (۱۹۵۸).
[۲] W. J. Chen, C. A. Bertulani, F. R. Xu, and Y. N. Zhang, Phys. Rev. C, ۹۱, ۰۴۷۳۰۳ (۲۰۱۵).
[۳] W. Satuła J. Dobaczewski and W. Nazarewicz, Phys. Rev. Let, ۸۱, ۳۵۹۹ (۱۹۹۸).
[۴] V. Zelevinsky and A. Volya, *Physics of Atomic Nuclei*, Sec ۱۱, ۲۵۱ (۲۰۱۷).
[۵] Ali A. Abdul Hasan, Ehsan M. Raheem, Sad S. Dawood, Aqeel M. Jary and Rasha Z. Ahmed, Nucl. Phys. At. Energy, ۲۱, ۰۳۸ (۲۰۲۰).
[۶] S. A. Changizi and C. Qi, Phys. Rev. C, ۹۱, ۰۲۴۳۰۵ (۲۰۱۵).
[۷] A.M. Khalaf and F.A. Altalhi, Progress in Phys, ۱۰, ۸۹, (۲۰۱۴).
[۸] A.M. Khalaf, M.D. Okasha and E.H. Ragheb, Inte. Journal of Theo. & Applied Sciences, ۸, ۵۸ (۲۰۱۶).
[۹] A. Bohr, B. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. II, Chaper ۴ (Bejanin, Inc., London, ۱۹۷۵)
[۱۰] K. Hara and Y. Sun, Int. J. Mod. Phys E ۴, ۶۳۷ (۱۹۹۵).
[۱۱] M. Shahriarie, S. Mohammadi, Z. Firouzi, J. Korean Phys. Soc. ۷۶, ۸ (۲۰۲۰).
[۱۲] J. A. Sheikh, G. H. Bhat, Y. Sun, G. B. Vakil and R. Palit, Phys. Rev. C, ۷۷, ۰۳۴۳۱۳-۱ (۲۰۰۸).
[۱۳] R. Harun, J. Korean Phys. Soc, ۴۹, ۶۰ (۲۰۰۶).
[۱۴] G.H. Bhat, J.A. Sheikh, W.A. Dar, S. Jehangir, P.A. Ganai and R. Palit, Proceedings of the DAE-BRNS Symp. on Nucl. Phys. ۶۱, ۶۴ (۲۰۱۶).
[۱۵] M. A. Riley, J. Simpson and E. S. Paul, Phys. Scr. ۹۱, ۱۲۳۰۰۲ (۲۰۱۶).
[۱۶] https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/indx_adopted.jsp
[۱۷] V. Rani, P. Vermi, S. Singh, M. Rajput, A. Bharti, G. H. Baht, J. A. Sheikh, Chin. Phys. C ۴۴, ۰۹۴۱۰۷-۱ (۲۰۲۰).
[۱۸] S.G. Nilsson, Math. Phys. Medd. ۱۶, ۳ (۱۹۵۵).
[۱۹] Y. Sun and K. Hara, Comput. Phys. Commun. ۱۰۴, ۲۴۵ (۱۹۹۷).
[۲۰] J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer, Phys. Rev. ۱۰۸, ۱۱۷۵ (۱۹۵۷).
[۲۱] P. Möller, A.J. Sierk, T. Ichikawa and H. Sagawa, At. Data and Nucl. Data Tables, ۱۰۹, ۱ (۲۰۱۶).
[۲۲] J. A. Sheikh, G. H. Bhat, Y. Sun, G. B. Vakil, and R. Palit, Phys. Rev. C, ۷۷, ۰۳۴۳۱۳ (۲۰۰۸)

^{۲۲} Incremental decrease trend



بررسی روش‌های بهبود عملکرد باتری‌های هسته‌ای: تمرکز بر باتری‌های بتاولتائیک (کد مقاله

: ۱۱۹۴)

فاطمه - صابر، محمد - اسلامی کلانتری

دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک، بخش هسته‌ای

چکیده:

باتری‌های هسته‌ای، به‌ویژه نمونه‌های بتاولتائیک، به دلیل عمر طولانی و چگالی توان بالا، به‌عنوان منابع انرژی آینده‌دار مطرح شده‌اند. با این حال، چالش‌هایی نظیر بازده پایین تبدیل انرژی، توان خروجی محدود و آسیب ناشی از تابش رادیواکتیو، همچنان مانع استفاده گسترده از این فناوری است. در راستای غلبه بر این محدودیت‌ها، پژوهش‌های متعددی با تمرکز بر انتخاب ایزوتوپ‌های بهینه، توسعه مواد جذب‌کننده تابش و طراحی ساختارهای پیشرفته انجام شده است. این مقاله مروری به بررسی روش‌ها و راهکارهای ارائه‌شده توسط محققان برای بهبود عملکرد باتری‌های هسته‌ای، به‌ویژه در زمینه باتری‌های بتاولتائیک، اختصاص دارد.

کلمات کلیدی: باتری هسته‌ای، بتاولتائیک، رادیوایزوتوپ، نیمه هادی

Examining Methods for Enhancing the Performance of Nuclear Batteries: A Focus on Betavoltaic Batteries

Saber, Fatemeh, Eslami-kalantari, Mohammad ^۱

Yazd University, Department of Physics, Nuclear Division. ^۱

Abstract:

Nuclear batteries, particularly betavoltaic models, have emerged as promising energy sources due to their long lifespan and high energy density. However, challenges such as low energy conversion efficiency, limited power output, and radiation-induced damage continue to hinder the widespread application of this technology. To overcome these limitations, numerous studies have focused on optimizing isotope selection, developing radiation-absorbing materials, and designing advanced structures. This review article is dedicated to examining the methods and strategies proposed by researchers to enhance the performance of nuclear batteries, with a particular emphasis on betavoltaic systems.

Key words: Nuclear battery, betavoltaic, radioisotope, semiconductor

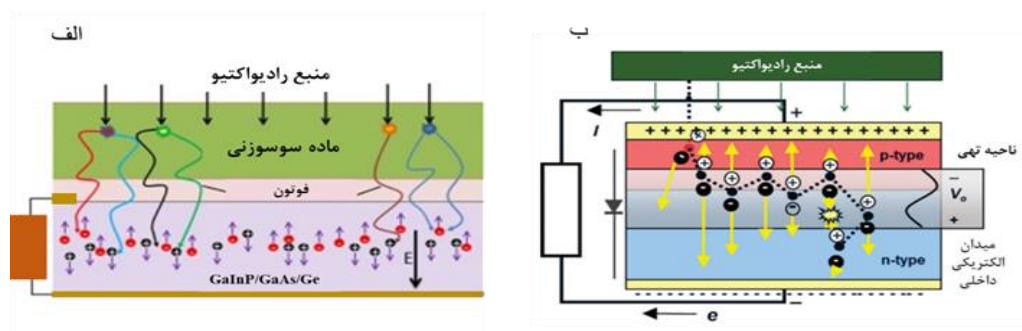


۱ - مقدمه:

باتری‌های هسته‌ای از اوایل قرن بیستم به دلیل عمر طولانی، چگالی انرژی بالا و سازگاری با محیط‌های خشن، مورد توجه پژوهشگران بوده‌اند. این باتری‌ها برای کاربردهایی مانند فضاپیماها، دستگاه‌های پزشکی کاشتنی و سیستم‌های مستقر در مناطق دور از دسترس، ایده‌آل هستند. توسعه آن‌ها به دلیل نیاز به منابع انرژی پایدار در شرایطی که تعویض یا شارژ باتری دشوار است، از اهمیت بالایی برخوردار است. انواع گوناگونی از باتری‌های هسته‌ای وجود دارند که در حوزه تولید انرژی در رقابت با یکدیگر قرار دارند. این سامانه‌ها به‌طور کلی به دو دسته اصلی «تبدیل‌کننده‌های حرارتی» و «تبدیل‌کننده‌های غیرحرارتی» تقسیم می‌شوند. تبدیل‌کننده‌های غیرحرارتی شامل سه رویکرد عمده‌اند: تبدیل مستقیم، تبدیل غیرمستقیم، و جمع‌آوری مستقیم بار. در روش تبدیل مستقیم، فناوری‌هایی مانند سلول‌های بتاولتائیک، اختلاف پتانسیل تماسی و گسیل الکترون ثانویه مورد استفاده قرار می‌گیرند. در حالی که در تبدیل غیرمستقیم، از سامانه‌هایی نظیر سوسوزن‌های واسطه‌ای و پیزوالکتریک برای استخراج انرژی بهره گرفته می‌شود.

در دسته باتری‌های هسته‌ای با تبدیل مستقیم باتری‌های بتاولتائیک اهمیت ویژه‌ای دارند، زیرا انرژی ذرات بتا را مستقیماً به انرژی الکتریکی تبدیل می‌کنند. این فرآیند با استفاده از اتصال نیمه‌هادی نوع P و N و تشکیل ناحیه تهی انجام می‌شود، که جفت‌های الکترون-حفره ایجادشده توسط ذرات بتا را جدا کرده و به ولتاژ و جریان الکتریکی منجر می‌شود [۱].

در باتری‌های غیرحرارتی با تبدیل غیرمستقیم، انرژی هسته‌ای ابتدا به یک شکل میانی از انرژی (نور یا ارتعاش) تبدیل شده و سپس به الکتریسیته تبدیل می‌شود. در باتری‌های سوسوزن واسطه‌ای (نسخه بهینه‌شده از باتری‌های بتاولتائیک توسعه یافته)، انرژی تابشی ابتدا از طریق فلورسانس‌کننده‌های پربازده (مواد فسفری مانند ZnS:Cu ، CsPbBr_3 ، ZnS:Ag) به فوتون تبدیل شده و سپس به سلول فوتوولتائیک منتقل می‌شود. این تکنیک نه تنها بازده نظری بالاتری (۳۵-۱۰٪) ارائه می‌دهد، بلکه از مبدل در برابر تابش نیز محافظت می‌کند [۲]. برای درک بهتر عملکرد و مکانیزم کارکرد باتری‌های بتاولتائیک و سوسوزن واسطه‌ای، شماتیک دقیق این فرآیندها در شکل (۱) ارائه شده است.



شکل (۱) شماتیک مقایسه‌ای عملکرد (الف) باتری سوسوزن واسطه‌ای [۲] و (ب) باتری بتاولتائیک [۱]

۲ - روش کار:

با وجود مزایای چشمگیر باتری‌های بتاولتائیک، از جمله چگالی توان بالا و عمر طولانی، این فناوری با چالش‌هایی نیز مواجه است. محدودیت‌های عملکردی آن شامل بازده پایین تبدیل توان (در محدوده ۰.۱ تا ۳.۶ درصد)، توان خروجی محدود (کمتر



از ۲۵ میلی‌وات بر سانتی‌متر مکعب، عمدتاً در مقیاس نانوات) و آسیب احتمالی ناشی از تشعشع به نیمه‌رساناهای میزبان می‌شود[۳]. در این مقاله، روش‌های مختلفی که پژوهشگران برای بهبود بازده تبدیل توان باتری‌ها بررسی کرده‌اند، مورد بحث قرار گرفته است.

عوامل کلیدی که بر عملکرد باتری بتاولتائیک تأثیر می‌گذارند عبارتند از: الف) انتخاب ایزوتوپ‌های رادیواکتیو مناسب، ب) انتخاب مواد مناسب برای جذب تابش بتا و ج) تعامل و توزیع تابش بتا در داخل مواد جذب‌کننده. برای دستیابی به جذب بهینه ذرات بتا ساطع‌شده از ایزوتوپ‌های رادیواکتیو، ضروری است که فاصله میان منابع ایزوتوپ‌ها و مواد جذب‌کننده تابش بتا به‌درستی تنظیم شود. علاوه بر این، طول نفوذ ذرات بتا نباید از ضخامت ماده جذب‌کننده تابش بیشتر باشد. این طول نفوذ تحت تأثیر مقدار و نوع ایزوتوپ رادیواکتیو به‌کاررفته و همچنین ویژگی‌های ماده هدف قرار می‌گیرد. در ادامه، به بررسی دقیق‌تر هر یک از این عوامل و تأثیراتی که بر عملکرد باتری بتاولتائیک دارند، می‌پردازیم.

۱-۱- انتخاب ایزوتوپ‌های رادیواکتیو مناسب

در انتخاب ایزوتوپ رادیواکتیو برای باتری بتاولتائیک، عوامل کلیدی مانند نیمه‌عمر، انرژی تابش (خصوصاً انرژی حداکثر و متوسط ذرات بتا که باید کمتر از آستانه انرژی جابجایی اتمی یا تابشی نیمه‌هادی باشد)، توان ویژه، فعالیت ویژه و نوع تابش باید مدنظر قرار گیرند. از میان این عوامل، نوع تابش اهمیت ویژه‌ای دارد، زیرا ایزوتوپ باید گسیل‌کننده خالص بتا منفی باشد، در واپاشی بتازای مثبت، پوزیترون آزاد شده با الکترون ماده برخورد کرده و از طریق نابودی زوج می‌تواند با تولید پرتوهای γ ، ایمنی و عمر باتری را تهدید کند. در مقابل، واپاشی β^- الکترون‌های گسیل‌شده را به انرژی الکتریکی تبدیل می‌کند. علاوه بر این، هسته دختر حاصل از واپاشی نباید رادیواکتیو باشد. از میان رایج‌ترین مواد رادیواکتیو بتازا که در باتری‌های بتاولتائیک استفاده می‌شوند، می‌توان به ^{63}Ni ، ^{147}Pm ، ^3H ، و ^{90}Sr اشاره کرد[۴]. استفاده از منابع آلفا یا بتا به‌جای بتازا در باتری‌های هسته‌ای می‌تواند بازده را افزایش دهد، زیرا انرژی بالاتر ذرات آلفا باعث نهشت انرژی بیشتری در دستگاه می‌شود. با این حال، انتقال انرژی خطی بالای آلفا می‌تواند به تخریب ساختار کریستال و کاهش طول عمر اتصال P-N منجر شود[۳]. فعالیت ویژه نیز به دلیل تأثیر مستقیم آن بر چگالی توان و بازده تبدیل انرژی، به‌عنوان یکی از عوامل کلیدی در انتخاب ماده رادیواکتیو برای باتری‌های بتاولتائیک مورد بررسی قرار گرفت. افزایش فعالیت ویژه می‌تواند منجر به تولید توان بیشتر شود، هرچند ممکن است بازده تبدیل تابش به الکتریسیته را کاهش دهد. همچنین، فعالیت ویژه بر مسافت نفوذ ذرات بتا در ماده نیمه‌هادی تأثیر گذاشته و امکان طراحی باتری‌های ضخیم‌تر با بازده بالاتر را فراهم می‌کند[۵].

علاوه بر عوامل ذکرشده در انتخاب ماده رادیواکتیو، اثر خودجذبی به‌عنوان چالشی مهم، محدودیت‌هایی در افزایش فعالیت سطحی منبع ایجاد می‌کند. در این پدیده، ذرات بتای کم‌انرژی در لایه رادیواکتیو جذب شده و به نیمه‌رسانا نمی‌رسند، به‌طوری که پس از رسیدن به ضخامت اشباع، افزودن ماده رادیواکتیو تأثیر چندانی بر توان منتقل‌شده به نیمه‌رسانا ندارد. برای کاهش این اثر، راهکارهای مختلفی پیشنهاد شده است. سوک-کیونگ لی^{۲۳} و همکارانش با استفاده از فیلم‌های زیرمیکرونی یا نانوپودرهای تیتانیوم تری‌تاید روی نیمه‌رسانای سیلیکونی، توانستند اثر خودجذبی پرتوهای بتا را کاهش دهند[۶]. راهکار دیگری

^{۲۳} Lee, Sook-Kyung



که توسط های‌شنگ^{۲۴} و همکارانش برای کاهش اثر خودجذبی ارائه شده است، استفاده از مواد رادیواکتیو به صورت گازی است. آن‌ها در این راستا باتری هسته‌ای جدیدی با ساختار ساندویچی طراحی و توسعه داده‌اند که از لوله‌های شیشه‌ای رادیولومینسانس پر شده با گاز تریتیوم به عنوان منبع انرژی کم‌مصرف بهره می‌برد. این نوع باتری به عنوان باتری هسته‌ای سوسوزن واسطه‌ای شناخته می‌شود [۷].

۱-۲- تاثیر نیمه هادی‌ها در بهبود بازده باتری بتاولتائیک

از سال ۱۹۸۹، توسعه باتری‌های بتاولتائیک با بهره‌گیری از نیمه‌رساناهایی مانند GaAs، SiC، GaN، AlGaAs و InGaP گسترش یافته است. برای انتخاب و طراحی ماده جذب‌کننده تابش β بهینه، باید نکات زیر مدنظر قرار گیرد: (۱) آستانه آسیب تابش ماده جذب‌کننده تابش β باید از بیشترین انرژی ساطع‌شده از منبع رادیواکتیو بالاتر باشد، (۲) منبع ایزوتوپ رادیواکتیو و ماده جذب‌کننده تابش β باید به طور مستقیم با یکدیگر در تماس باشند تا تلفات انرژی به حداقل برسد، (۳) ساختار هندسی منبع ایزوتوپ رادیواکتیو و ماده جذب‌کننده تابش β باید به گونه‌ای باشد که اثر خودجذب ایزوتوپ، طول نفوذ الکترون‌ها/حفره‌ها و منطقه تخلیه را در نظر بگیرد و (۴) برای بهبود عملکرد، باید جریان‌های ناخواسته (نشتی) در ماده کاهش یابد و حرکت الکترون‌ها با تنظیم دقیق غلظت حامل‌های بار (الکترون‌ها و حفره‌ها) درون ماده تقویت شود [۷]. با توجه به نقش تعیین‌کننده پارامترهای فیزیکی و هندسی نیمه‌رسانا در بازده تبدیل انرژی و عملکرد کلی باتری، بوزید^{۲۵} و همکارانش تأثیر عواملی همچون غلظت آلایند، سرعت بازترکیب، عرض ناحیه تهی و ضریب بازتاب را در بهینه‌سازی عملکرد سلول باتری هسته‌ای مبتنی بر نیمه‌رسانایی با باندگپ پهن مانند GaN مورد بررسی قرار دادند. در ادامه، ابتدا عوامل فیزیکی و سپس عوامل هندسی به صورت دقیق و مختصر مورد بررسی قرار می‌گیرند:

الف) غلظت آلایند: غلظت‌های بالای آلاینده‌ها باعث کاهش طول نفوذ حامل‌های اقلیت و عرض ناحیه تخلیه می‌شوند، در حالی که غلظت‌های پایین آلاینده‌ها چگالی جریان اتصال کوتاه را افزایش داده و توان بیشینه و بازده تبدیل انرژی را بهبود می‌بخشند. با این حال، ولتاژ مدار باز با افزایش غلظت آلاینده‌ها افزایش می‌یابد.

ب) سرعت بازترکیب: سرعت بازترکیب سطحی تأثیر زیادی بر عملکرد سلول دارد. سطح یک سلول بتاولتائیک ممکن است شامل تعداد زیادی نقطه ناخالصی در شبکه بلوری باشد که در آن فرآیندهای مختلف بازترکیب اتفاق می‌افتد. با کاهش تعداد پیوندهای آویزان از طریق رسوب لایه‌های غیرفعال‌ساز، می‌توان عملکرد سلول را به طور قابل توجهی بهبود بخشید. نقص‌ها در ساختار بلوری نیمه رسانا نیز موجب ایجاد تله‌های انرژی اضافی می‌گردند. این تله‌ها باعث کاهش طول عمر حامل‌های اقلیت و در نتیجه کاهش طول انتشار می‌شوند. بهینه‌سازی رشد و خلوص کریستالی، دوپینگ کنترل‌شده، بهبود روش‌های پس‌پردازش و عملیات حرارتی و بهره‌گیری از نانومواد و مواد ترکیبی، از جمله راهکارهای مؤثر در رفع این مشکل و بهبود بازده تبدیل انرژی در باتری‌های بتاولتائیک در نتیجه‌ی کاهش سرعت بازترکیب هستند.

^{۲۴}San, Haisheng

^{۲۵}Bouزيد



ج) عرض ناحیه تهی: افزایش عرض ناحیه تهی باعث افزایش تعداد الکترون-حفره‌ها به دلیل برخورد ذرات بتا می‌شود، اما شدت میدان الکتریکی را کاهش داده و موجب افزایش جریان نشتی می‌شود. برای حداکثر شدن بازده تبدیل انرژی، عرض ناحیه تهی باید با عمق نفوذ ذرات بتا هماهنگ باشد، زیرا در غیر این صورت ذرات بتا قبل از ورود به ناحیه تهی از دست می‌رود [۸]. با توجه به این که تلفات بازترکیب حامل‌های ناشی از تابش در ناحیه تهی نقش مهمی در بهبود بازده تبدیل انرژی دارد، لین ژانگ و همکاران، پیشنهاد کردند که برای افزایش کارایی، ناحیه تهی سنتی با سلول P-N جایگزین شده و از لایه N شیب‌دار استفاده شود. در این ساختار جدید، ناحیه تهی با دو لایه N با غلظت‌های دوپینگ مختلف جایگزین گردید و نتایج نشان داد که بازده تبدیل با استفاده از لایه N شیب‌دار به‌طور چشمگیری بهبود می‌یابد.

د) ضریب بازتاب: تلفات انرژی ناشی از بازتاب در سطح بالایی سلول بتاولتائیک (که حدود یک پنجم الکترون‌ها بازتاب می‌شوند) تأثیر منفی بر کارایی دارد. برای بهبود عملکرد، کاهش تلفات بازتاب از طریق ایجاد لایه ضد بازتاب یا کاهش مساحت تماس ضروری است.

پس از بررسی عوامل فیزیکی، اکنون به تحلیل عوامل هندسی می‌پردازیم. برای به حداکثر رساندن انتقال انرژی در باتری‌های بتاولتائیک، افزایش سطح تماس مستقیم بین رادیوایزوتوپ و نیمه‌هادی ضروری است. پیکربندی سنتی تنها از یک سمت منبع استفاده می‌کند که محدودیت‌هایی در توان خروجی و بازده دارد. ساختارهای سه‌بعدی به دلیل سطح ویژه بزرگ‌تر مولد، امکان افزایش چگالی توان خروجی را نسبت به ساختارهای دوبعدی فراهم می‌کنند. این امر به دلیل جای‌دهی منابع رادیوایزوتوپ بیشتر، کاهش خودجذبی و تعامل بهتر ذرات بتا با مبدل است. هه هو جون^{۲۶} و همکاران طراحی چندشیاری ($^{63}\text{Ni} - \text{SiC}$) را معرفی کردند که با رشد اپیتاکسیال، بدون نیاز به اتصال داخلی P-N، تلفات توان را کاهش می‌دهد [۹]. اخیراً تحقیقاتی در حال انجام است که به سمت ایجاد ساختارهای چندلایه از باتری‌های بتاولتائیک پیش می‌روند. این ساختارها به‌گونه‌ای طراحی شده‌اند که چندین باتری بتاولتائیک به صورت موازی یا سری به هم متصل شوند تا تابش β به‌طور مؤثرتری به انرژی الکتریکی تبدیل شود.

علاوه بر بهینه‌سازی عوامل فیزیکی و هندسی برای افزایش توان باتری‌های بتاولتائیک، پرلاس^{۲۷} و همکاران رویکرد دیگری را پیشنهاد داده‌اند. تحقیقات آن‌ها نشان می‌دهد که افزودن لایه سوسوزن می‌تواند بازده تبدیل انرژی را از طریق ترکیب مکانیسم‌های جمع‌آوری مستقیم و غیرمستقیم بهبود بخشد. برای کاهش اثر خودجذبی، آن‌ها استفاده از میکروحباب‌های گاز اگزایمر در مواد جامد را مطرح کرده‌اند. این میکروحباب‌ها از طریق کاشت یون در فشارهای بالا (۴ گیگاپاسکال) ایجاد شده و چگالی گاز زنون در آن‌ها به ۴ گرم بر سانتی‌متر مکعب می‌رسد. حضور این حباب‌ها میان لایه رادیوایزوتوپ و پیوند P-N موجب انتشار ایزوتروپیک ذرات گسیل‌شده می‌شود که نه تنها تلفات انرژی را کاهش می‌دهد، بلکه به‌عنوان سپر محافظتی و منبع فوتون

^{۲۶}He, Hou-Jun

^{۲۷}Prelas



نیز عمل می‌کند. در نهایت، فوتون‌های تولیدشده در سلول فوتوولتائیک جذب شده و موجب افزایش بازده تبدیل انرژی می‌شوند [۱۰].

۲ - نتایج:

در این مطالعه، عملکرد باتری‌های هسته‌ای، به‌ویژه بتاولتائیک و آلفاولتائیک، بررسی شد. نتایج نشان داد که استفاده از مواد نیمه‌هادی پیشرفته مانند GaN ، SiC و نانوساختارهایی مانند اکسید گرافن کاهش‌یافته می‌تواند بازده تبدیل انرژی را افزایش دهد. طراحی ساختارهای سه‌بعدی به‌جای دوبعدی، چگالی توان خروجی را بهبود می‌بخشد. این بهبود به دلیل افزایش سطح تماس بین منبع رادیوایزوتوپ و مبدل نیمه‌هادی، کاهش اثرات خودجذبی و افزایش جمع‌آوری ذرات بتا خواهد بود. استفاده از لایه‌های N شیب‌دار و افزودن لایه‌های سنتیلاتور، تلفات بازترکیب را کاهش و کارایی تبدیل انرژی را بهبود می‌دهد. همچنین، استفاده از میکرو حباب‌های گاز اگزایمر بازده را افزایش داده و از آسیب تابش به مواد نیمه‌هادی جلوگیری می‌کند.

۳ - بحث و نتیجه‌گیری:

در این مطالعه، عملکرد باتری‌های بتاولتائیک به‌طور گسترده بررسی شد و مشخص گردید که بسیاری از دستگاه‌های تحقیقاتی هنوز بهینه‌سازی نشده‌اند و چالش‌هایی مانند محدودیت فعالیت مؤثر منبع رادیوایزوتوپ و بازده انتقال انرژی میان منبع و نیمه‌رسانا همچنان پابرجاست. برای دستیابی به نتایج دقیق‌تر، انتخاب رادیوایزوتوپ و پارامترهای طراحی نیمه‌رسانا باید به‌دقت تنظیم شود. در این راستا، روش‌های مختلفی از جمله استفاده از نیمه‌رساناهای باندگپ وسیع‌تر مانند الماس، طراحی ساختارهای سه‌بعدی برای افزایش سطح و توان خروجی و توسعه باتری‌های چندلایه و حجمی مورد بررسی قرار گرفت. این راهکارها تأثیر قابل توجهی در افزایش بازده تبدیل انرژی و کاهش تلفات داشتند. با این حال، تحقیقات آینده می‌تواند با تمرکز بر توسعه مواد مقاوم‌تر در برابر تابش، بهینه‌سازی ساختارهای سه‌بعدی و استفاده از فناوری‌های نوین مانند نانومواد، گام‌های مؤثری در جهت بهبود کارایی این باتری‌ها بردارد و آن‌ها را به گزینه‌ای جذاب برای کاربردهای گسترده‌تر تبدیل کند.

۴ - مراجع:

- [۱] Cheu, D. S. (۲۰۱۸). Modeling and Parameter Characterization of a Betavoltaic Cell (Master's thesis, Purdue University).
- [۲] Belghachi, A., Bozkurt, K., Ozdemir, O., & Avci, O. (۲۰۲۰). Enhancement of Ni- ^{63} planar source efficiency for betavoltaic batteries. Journal of Physics D: Applied Physics, ۵۳(۴۴), ۴۴۵۵۰۱.
- [۳] Xue, S., Tan, C., Kandlakunta, P., Oksuz, I., Hlinka, V., & Cao, L. R. (۲۰۱۹). Methods for improving the power conversion efficiency of nuclear-voltaic batteries. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, ۹۲۷, ۱۳۳-۱۳۹.
- [۴] Naseem, M. B., Kim, H. S., Lee, J., Kim, C. H., & In, S. I. (۲۰۲۳). Betavoltaic nuclear battery: a review of recent progress and challenges as an alternative energy source. The Journal of Physical Chemistry C, ۱۲۷(۱۶), ۷۵۶۵-۷۵۷۹.



- [۵] Rahastama, S., & Waris, A. (۲۰۱۶, August). Analytical study of ^{90}Sr betavoltaic nuclear battery performance based on pn junction silicon. In Journal of Physics: Conference Series (Vol. ۷۳۹, No. ۱, p. ۰۱۲۰۰۳). IOP Publishing
- [۶] Lee, S. K., Son, S. H., Kim, K., Park, J. W., Lim, H., Lee, J. M., & Chung, E. S. (۲۰۰۹). Development of nuclear micro-battery with solid tritium source. Applied Radiation and Isotopes, ۶۷(۷-۸), ۱۲۳۴-۱۲۳۸.
- [۷] San, H., Yao, S., Wang, X., Cheng, Z., & Chen, X. (۲۰۱۳). Design and simulation of GaN based Schottky betavoltaic nuclear micro-battery. Applied Radiation and Isotopes, ۸۰, ۱۷-۲۲.
- [۸] Bouzid, F., Pezzimenti, F., & Dehimi, L. (۲۰۲۰). Modelling and performance analysis of a GaN-based n/p junction betavoltaic cell. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, ۹۶۹, ۱۶۴۱۰۳.
- [۹] He, H. J., Han, Y. C., Wang, X. Y., Liu, Y. M., Zhang, J. C., Ren, L., & Zheng, M. J. (۲۰۲۳). Enhancing betavoltaic nuclear battery performance with ^{32}D P+ PNN+ multi-groove structure via carrier evolution. Nuclear Science and Techniques, ۳۴(۱۲), ۱۸۱.
- [۱۰] Prelas, M. A. (۲۰۱۳). Micro-scale power source, United States Patent ۸۵۵۲۶۱۶. USA Patent.



رهیافتی جدید بر نیروهای چند نوکلئونی و مدل اسکایرم (کد مقاله: ۱۲۱۵)

آقابزرگی، بهنام -اسلامی کلانتری، محمد*

دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک هسته‌ای

چکیده:

فیزیک هسته‌ای مدتی طولانی است که در تلاش برای درک نیروهای بنیادی حاکم بر تعاملات بین نوکلئون‌ها بوده است. در حالی که نیروهای دو نوکلئونی به خوبی از طریق پتانسیل‌هایی مانند Argonne V18 توضیح داده شده‌اند، ماهیت نیروهای چند نوکلئونی همچنان ناشناخته باقی مانده است. پیشرفت‌های اخیر در مدل‌های توپولوژیکی، به ویژه اسکایرمیون‌ها، و ارتباط آن‌ها با نظریه‌های میدان مؤثر کایرال، امیدی نویدبخش برای بررسی تعاملات چند نوکلئونی فراهم کرده است. این مقاله به بررسی تعاملات میان مدل‌های اسکایرمیون و کایرال پرداخته و تأکید بر پایه‌های مشترک آن‌ها در کرومودینامیک کوانتومی (QCD) دارد. با بهره‌گیری از ماهیت سالیتونیک اسکایرمیون‌ها و اصول تقارن دینامیک کایرال، رویکردی جدید برای کشف مکانیسم‌های بنیادی نیروهای چند نوکلئونی پیشنهاد می‌شود. تأکید بر هم‌افزایی نظری بین این دو چارچوب و کاربردهای بالقوه آن‌ها در کاهش فاصله بین QCD و پدیده‌های هسته‌ای است. این پژوهش می‌تواند راه‌های جدیدی برای مطالعه تعاملات پیچیده بین نوکلئون‌ها باز کند و به درک بهتر از ساختار و پایداری هسته‌های اتمی کمک کند.

کلمات کلیدی: دو نوکلئونی، مدل اسکایرم، اسکایرمیون، نظریه میدان مؤثر، کرومودینامیک کوانتومی

A new approach to many nucleon forces and the Skyrme model

Aghabozorgi, Behnam, Eslami-Kalantari, Mohammad

Department of Physics, Yazd University, Yazd

Abstract:

Nuclear physics has long been in pursuit of understanding the fundamental forces governing interactions between nucleons. While two-nucleon forces have been widely described through phenomenological potentials like Argonne V¹⁸, the nature of multi-nucleon forces remains elusive. Recent advances in topological models, such as the Skyrmon framework, and their connections with chiral effective field theories, offer a promising avenue for exploring multi-nucleon interactions. This review delves into the interplay between Skyrmon and chiral models, emphasizing their common foundations in Quantum Chromodynamics (QCD). Utilizing the solitonic nature of Skyrmons and the symmetry principles of chiral dynamics, a novel approach to uncovering the underlying mechanisms of multi-nucleon forces is proposed. The emphasis is on the theoretical synergy between these two frameworks and their potential applications in bridging the gap between QCD and nuclear phenomena. This research could open new pathways for studying the complex interactions between nucleons and aid in better understanding the structure and stability of atomic nuclei.

Key words: Two-nucleon, Skyrme model, Skyrmon, Effective field theory, Quantum chromodynamics



(۱) مقدمه:

هدف فیزیک هسته‌ای درک فعل و انفعالات بین نوکلئون‌هایی است که هسته‌های اتمی را تشکیل می‌دهند. نیروهای دو نوکلئونی از ارکان اصلی این مطالعات هستند و به عنوان پایه‌ای برای مدل‌های پتانسیل هسته‌ای عمل می‌کنند. این نیروها ساختار و پایداری هسته‌ها را بیان می‌کنند و برای درک فرآیندهایی مانند همجوشی و شکافت بسیار مهم هستند. آن‌ها مبنایی را برای محاسبه انرژی‌های بستگی، خواص پراکندگی، و سرعت واکنش هسته‌ای فراهم می‌کنند و پایه و اساس بسیاری از نظریه‌ها و آزمایش‌های هسته‌ای را تشکیل می‌دهند [۱]. با این حال، گسترش به سیستم‌های چند نوکلئونی پیچیدگی‌هایی را نشان می‌دهد که تعاملات دو نوکلئونی به تنهایی نمی‌توانند آن را توضیح دهند. نیروهای چند نوکلئونی، به ویژه نیروهای سه نوکلئونی، برای توضیح پدیده‌هایی مانند ناهماهنگی‌های انرژی بستگی در هسته‌های سبک و خواص اشباع ماده هسته‌ای حیاتی هستند [۲]. در بین رویکردهای نظری به نیروهای هسته‌ای، مدل اسکایرمیون به عنوان یک چارچوب توپولوژیکی ریشه‌دار در QCD ممتاز است. این مدل که توسط اسکایرم^{۲۸} معرفی شده است، باریون‌ها را به عنوان پیکربندی‌های سالیتونیک از میدان‌های مزونی تفسیر می‌کند [۳]. از طرف دیگر، نظریه‌های میدان مؤثر کایرال^{۲۹} از تقارن‌های QCD در انرژی‌های پایین برای توصیف تعاملات بین پایون‌ها^{۳۰} و نوکلئون‌ها به طور سیستماتیک استفاده می‌کنند. هر دو چارچوب به طور عمیق به دینامیک QCD مرتبط هستند و چشم‌اندازهای مکملی در مورد نیروهای هسته‌ای ارائه می‌دهند [۴، ۵].

این مقاله به بررسی هم‌افزایی‌های نظری و محاسباتی بین مدل اسکایرمیون و نظریه‌های میدان مؤثر کایرال می‌پردازد و راهی نو برای مقابله با چالش‌های تعاملات چند نوکلئونی پیشنهاد می‌دهد. با ترکیب بینش‌های توپولوژیکی اسکایرمیون‌ها با اصول تقارن‌محور دینامیک کایرال، هدف ما کشف مکانیزم‌های جدید در نیروهای هسته‌ای است [۶، ۷].

(۲) نیروهای دو نوکلئونی:

نیروهای دو نوکلئونی به طور تاریخی سنگ بنای فیزیک هسته‌ای بوده‌اند. نیروی دو نوکلئونی برهم‌کنش بین یک جفت نوکلئون (پروتون و نوترون) است. کار پیشگامانه یوکاوا مفهوم تبادل پایون را به عنوان واسطه نیروهای هسته‌ای معرفی کرد و طبیعت کوتاه‌برد تعاملات نوکلئون-نوکلئون را توضیح داد. مدل‌های پتانسیل مدرن، مانند Argonne V^{۱۸}، اجزای مرکزی، تانسوری و اسپین-مداری را در بر می‌گیرند و به طور دقیق داده‌های پراکندگی و خواص دوتریوم را بازتولید می‌کنند [۱، ۲].

۲-۱- پتانسیل AV^{۱۸}

پتانسیل آرگون (AV^{۱۸}) یکی از دقیق‌ترین پتانسیل‌های پدیداری است که تعاملات نوکلئون-نوکلئون را توصیف می‌کند. پتانسیل مرکزی مدل آرگون (AV^{۱۸}) در سال ۱۹۹۵ توسط ویرنگا^{۳۱}، استاکس^{۳۲} و شویلا^{۳۳} ارائه شد. این پتانسیل یکی از دقیق‌ترین

T.H.R. Skyrme^{۲۸}

Effective field theory^{۲۹}

Pion^{۳۰}

R.B. Wiringa^{۳۱}

V.G.J. Stoks^{۳۲}

R. Schiavilla^{۳۳}



مدل‌های برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون است و شامل مؤلفه‌هایی مانند برهم‌کنش مرکزی، تانسوری، اسپین-مداری و همچنین شکستن استقلال بار است. این مدل برای بررسی داده‌های پراکندگی نوکلئون-نوکلئون و محاسبه خواص هسته‌های سبک مورد استفاده قرار گرفته است [۱].

این پتانسیل شامل موارد زیر است:

- پتانسیل مرکزی: وابسته به فاصله نسبی r بین نوکلئون‌ها:

$$V_{central}(r) = ae^{-br^2} \quad (۱)$$

که a و b پارامترهای برازش یافته بر اساس داده‌های تجربی هستند. این عبارت جاذبه و دافعه کوتاه‌برد بین نوکلئون‌ها را در بر می‌گیرد.

- نیروهای تانسوری: ناشی از تبادل پایون‌های مجازی، این نیروها به اسپین و حرکت زاویه‌ای نوکلئون‌ها وابسته‌اند. تعامل تانسوری برای درک انرژی پیوند و تراز اسپین دوتریونی حیاتی است:

$$V_{tensor}(r) = T(r)S_{12} \quad (۲)$$

که در آن S_{12} اپراتور تانسوری است و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$S_{12} = 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \hat{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \hat{r}) - (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \quad (۳)$$

- پیوند اسپین-مدار: تعامل بین اسپین نوکلئون و حرکت زاویه‌ای نسبی را در نظر می‌گیرد:

$$V_{so}(r) = \lambda \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (\vec{L} \cdot \vec{S}) \quad (۴)$$

که در آن λ یک ثابت تناسبی، L حرکت زاویه‌ای مداری و S اسپین است؛ این اجزا به همراه اصلاحات الکترومغناطیسی، AV^{18} را برای محاسبات پراکندگی در انرژی‌های پایین و انرژی پیوند بسیار مؤثر می‌سازد [۱].

در حالی که این نیروها به خوبی سیستم‌های دو نوکلئونی را توصیف می‌کنند، گسترش آن‌ها به سیستم‌های چند نوکلئونی ناکافی باقی می‌ماند. این محدودیت ضرورت چارچوب‌هایی را که می‌توانند تعاملات سه نوکلئونی و بالاتر را دربر بگیرند، تأکید می‌کند [۲].

۳ نیروهای چند نوکلئونی: یک چالش پایدار

نیروهای چند نوکلئونی به‌طور طبیعی در QCD ظاهر می‌شوند اما توصیف آن‌ها در چارچوب‌های پدیداری دشوار است. به عنوان مثال، نیروهای سه نوکلئونی برای بازتولید انرژی‌های بستگی تریتیوم و هلیوم-۳ و همچنین چگالی اشباع ماده هسته‌ای ضروری هستند. رویکردهای کنونی غالباً به EFT های کایرال متکی هستند، جایی که تعاملات سه نوکلئونی از نمودارهای تبادل پایون و شرایط برخورد ناشی می‌شوند. با این حال، این روش‌ها در به‌دست آوردن پیچیدگی کامل دینامیک QCD با چالش‌هایی مواجه‌اند [۴،۲]. مدل اسکایرمیون، با ریشه‌های توپولوژیکی‌اش، چشم‌انداز مکملی را ارائه می‌دهد. با رفتار باریون‌ها به عنوان سالتون‌ها، اسکایرمیون‌ها به‌طور ذاتی اثرات چندجسمی را از طریق پیکربندی‌های غیرخطی میدان‌های خود کدگذاری می‌کنند. تعامل بین اسکایرمیون‌ها و EFT های کایرال راهی نویدبخش برای پرداختن به کاستی‌های رویکردهای موجود ارائه می‌دهد [۱۰،۶،۳].



۴) مدل اسکایرم:

مدل اسکایرم یک نظریه میدان توپولوژیک است که باریون‌ها را به عنوان سالیتون‌ها در میدان‌های مزونی معرفی می‌کند. این مدل اولیه توسط اسکایرم در سال ۱۹۶۱ برای ارائه یک چارچوب نظری که QCD و فیزیک هسته‌ای را به هم پیوند می‌دهد، پیشنهاد شد. این مدل باریون‌ها را به عنوان پیکربندی‌های پایدار و محلی از میدان‌های مزونی توصیف می‌کند. این پیکربندی‌ها به شکل سالیتون‌ها هستند و ویژگی‌های غیرمداخله‌ای نظریه QCD را در بر می‌گیرند. به عبارت دیگر، این مدل نشان می‌دهد که باریون‌ها چگونه می‌توانند به کمک میدان‌های مزونی شکل بگیرند و رفتارهای خاصی از خود نشان دهند. به طور تاریخی، مدل اسکایرم به دلیل توانایی‌اش در بازتولید خواص نوکلئون مانند جرم، اسپین و ایزواسپین شناخته شده است و درک کیفی از ساختار باریونی فراهم می‌کند. با گذشت زمان، اصلاحاتی مانند گنجاندن اثرات جرم پایون و پیکربندی‌های چند اسکایرمیون دامنه کاربرد آن را به سیستم‌های چندباریونی و هسته‌های سبک گسترش داد. لاگرانژی اسکایرمیون، که پایه‌گذار این مدل است، برای تثبیت این سالیتون‌ها حیاتی است و راه‌حل‌های عددی آن در پیشرفت پیش‌بینی‌های نظری خواص هسته‌ای نقش مهمی داشته است. اعتبارسنجی تجربی، مانند سازگاری با داده‌های پراکندگی نوکلئون و پیش‌بینی‌های انرژی بستگی، اهمیت این مدل را تأکید می‌کند. این بخش به بررسی بنیان‌های نظری مدل اسکایرمیون، توسعه تاریخی آن و ادغام آن با مدل‌های نیروی هسته‌ای پدیداری می‌پردازد و نقش محوری آن را در تحقیقات فیزیک هسته‌ای نشان می‌دهد. این مدل به طور مؤثر جنبه‌های غیرمداخله‌ای QCD را به معادلات قابل حل تغییر می‌دهد و خواص مزونی و باریونی را به هم پیوند می‌زند [۸، ۶، ۳].

۴-۱- لاگرانژی اسکایرمیون:

مدل اسکایرم با چگالی لاگرانژی زیر آغاز می‌شود:

$$\mathcal{L} = \frac{f_\pi^2}{4} \text{Tr}(\partial_\mu U \partial^\mu U^\dagger) + \frac{1}{32e^2} \text{Tr}([U^\dagger \partial_\mu U, U^\dagger \partial_\nu U]^2) \quad (5)$$

که در آن $U(x)$ میدان $SU(2)$ است که نمایانگر میدان پایون است، f_π ثابت تجزیه پایون و e یک پارامتر بدون بعد است. عبارت اول انرژی جنبشی میدان پایون را توصیف می‌کند، در حالی که عبارت دوم به تثبیت راه‌حل‌های سالیتونیک کمک می‌کند [۸].

۴-۲- تابع پروفایل:

راه‌حل باریونی به صورت کروی متقارن است:

$$U(x) = \cos F(r) + i(\hat{r} \cdot \vec{\tau}) \sin F(r) \quad (6)$$

که در آن $F(r)$ تابع پروفایل است که با حل معادلات اوایلر-لاگرانژ مشتق از لاگرانژی اسکایرمیون تعیین می‌شود. این تابع نشان می‌دهد که میدان مزونی چگونه به عنوان تابعی از فاصله شعاعی رفتار می‌کند. این تابع عدد باریونی، یک متغیر توپولوژیک در مدل، را دربر می‌گیرد [۸].

۴-۳- راه‌حل عددی:

تابع پروفایل معادله دیفرانسیل غیرخطی زیر را برآورده می‌کند:



$$F''(r) + \frac{2}{r} F'(r) - \frac{\sin(2F)}{2r^2} - \sin^2(F) F'(r) = \frac{1}{e^2 f_\pi^2 r^2} \left[\sin(F) \cos(F) F'(r) + \frac{\sin^2(F)}{4r^2} \right] \quad (7)$$

این معادله به صورت عددی با شرایط مرزی $F(0) = \pi$ و $F(\infty) = 0$ حل می‌شود که طبیعت سالیونیک راه‌حل را تضمین می‌کند. این شرایط مرزی نشان‌دهنده محلی‌سازی بار باریونی در یک منطقه محدود از فضا است [۱۴، ۱۳، ۱۲].

۴-۴- ارتباط با نیروهای هسته‌ای:

انرژی اسکایرمیون با استفاده از فرمول لاگرانژی محاسبه می‌شود و اصلاحات مربوط به اسپین و ایزواسپین به آن اضافه می‌شود. انرژی به دست‌آمده به خوبی با جرم‌های باریونی که مشاهده شده‌اند، تطابق دارد و این امر مدل را تأیید می‌کند. همچنین، پیکربندی‌های چند اسکایرمیون هسته‌های سبک را توصیف می‌کنند، جایی که تعامل بین اسکایرمیون‌ها نیروهای هسته‌ای را شبیه‌سازی می‌کند [۹، ۸].

۵) پیوند نیروهای دو نوکلئونی و مدل اسکایرمیون:

ادغام پتانسیل‌هایی مانند AV^{18} با مدل اسکایرم چارچوبی یکپارچه برای مطالعه سیستم‌های هسته‌ای فراهم می‌کند. به عنوان مثال:

- پراکندگی با انرژی پایین: پتانسیل AV^{18} به طور دقیق تغییرات فازی در پراکندگی نوکلئون-نوکلئون را توصیف می‌کند. گنجاندن نیروهای مشتق‌شده از اسکایرمیون می‌تواند این پیش‌بینی‌ها را با گنجاندن اثرات توپولوژیک بهبود بخشد.
- محاسبات انرژی بستگی: در حالی که پتانسیل AV^{18} انرژی‌های بستگی دقیقی برای هسته‌های سبک فراهم می‌کند، پیکربندی‌های اسکایرمیون بینش‌هایی درباره دینامیک QCD ارائه می‌دهند.
- رویکردهای عددی: مدل‌های محاسباتی ترکیبی لاگرانژی اسکایرمیون را با پتانسیل‌های پدیداری ترکیب می‌کنند تا خواص هسته‌ای را شبیه‌سازی کنند و از نقاط قوت هر دو رویکرد بهره‌برداری کنند.

۶) نتیجه‌گیری:

کوشش برای درک نیروهای چند نوکلئونی یکی از چالش‌های مهم در فیزیک هسته‌ای باقی مانده است. در حالی که نیروهای دو نوکلئونی به خوبی توصیف شده‌اند، گسترش به تعاملات سه نوکلئونی و بالاتر نیازمند رویکردهای نوآورانه است. مدل اسکایرمیون و EFT کایرال، که ریشه در QCD دارند، چشم‌اندازهای مکملی در این زمینه ارائه می‌دهند. اسکایرمیون‌ها توصیف غیر اختلالی از وضعیت‌های باریونی را فراهم می‌کنند، در حالی که EFT کایرال گسترش اختلالی از تعاملات را ارائه می‌دهد. با ادغام این چارچوب‌ها، هدف ما کشف مکانیزم‌های جدید حاکم بر تعاملات چند نوکلئونی است و راه را برای درک عمیق‌تری از ساختار و دینامیک هسته‌ای هموار می‌سازیم.

۷- مراجع:

- [۱] Wiringa, R. B., Stoks, V. G. J., & Schiavilla, R. (۱۹۹۵). Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking. *Physical Review C*, ۵۱(۱), ۳۸-۵۱.
- [۲] Adkins, G. S., Nappi, C. R., & Witten, E. (۱۹۸۳). Static properties of nucleons in the Skyrme model. *Nuclear Physics B*, ۲۲۸(۳), ۵۵۲-۵۶۶.
- [۳] Skyrme, T. H. R. (۱۹۶۱). A unified field theory of mesons and baryons. *Nuclear Physics*, ۳۱, ۵۵۶-۵۶۹.
- [۴] Epelbaum, E., Hammer, H. W., & Meißner, U. G. (۲۰۰۹). Modern theory of nuclear forces. *Reviews of Modern Physics*, ۸۱(۴), ۱۷۷۳-۱۸۲۵.
- [۵] Zahed, I., & Brown, G. E. (۱۹۸۶). The Skyrme model. *Physics Reports*, ۱۴۲(۱), ۱-۱۰۲.
- [۶] Bartel, J., Krivine, H., & Weiss, M. (۱۹۸۸). Skyrmions and nuclear physics. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, ۱۴(۸), ۱۱۶۹-۱۱۸۴.
- [۷] Machleidt, R. (۲۰۰۱). The high-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential (CD-Bonn). *Physical Review C*, ۶۳(۲), ۰۲۴۰۰۱.
- [۸] Manton, N. S. (۲۰۲۲). Skyrmions: A theory of nuclei.
- [۹] Holzwarth, G. (۱۹۸۵). The structure of Skyrmions. *Nuclear Physics A*, ۴۱۶(۳), ۶۳۹-۶۶۲.
- [۱۰] Hiyama, E., & Kamimura, M. (۲۰۰۳). Few-body problems in nuclear physics. *Physics Reports*, ۳۹۷(۱), ۱-۵۸.
- [۱۱] Eckart, D., Hagedorn, R., & Morkel, H. (۱۹۸۴). Soliton solutions in nuclear physics. *Annals of Physics*, ۱۵۷(۱), ۱-۵۵.
- Physical Review C, Volume ۵۱, Page ۳۸
- [۱۲] Denisov, B. D. (۱۹۶۸). "Numerical Methods in Nuclear Physics." *Nuclear Physics*.
- [۱۳] Shak, R. (۱۹۹۲). "Numerical Solutions of Nonlinear Equations in Nuclear Physics." *Journal of Nuclear Physics*.
- [۱۴] Meyer, I. (۲۰۰۵). "Advanced Numerical Methods in Nuclear Physics." *Advances in Nuclear Physics*.



طراحی حفاظ بهینه نوترونی سبک برای چشمه‌های استاندارد به کمک روش مونت کارلو (کد

مقاله : ۱۲۲۸)

احمدی، مریم^۱ - خوش‌احوال، فرخ^۲ - پورایمانی، رضا^۱

۱. دانشگاه اراک، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

۲. پژوهشکده راکتور و ایمنی هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران

چکیده:

یکی از مسائل حیاتی در استفاده از فناوری هسته‌ای، حفاظت در برابر تابش‌های هسته‌ای برای جلوگیری از اثرات زیان‌آور زیست‌محیطی آن است. این تحقیق به طراحی حفاظ‌های نوترونی سبک برای چشمه ^{252}Cf می‌پردازد. برخلاف مطالعات پیشین که بر استفاده از مواد سنگین متمرکز بودند، در این مقاله، ترکیب سه ماده‌ی BN، $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$ و $\text{B}(\text{OH})_3$ به منظور کاهش وزن و ابعاد حفاظ مورد بررسی قرار گرفته است. شبیه‌سازی‌های انجام‌شده با استفاده از کد مونت کارلو MCNPX نشان می‌دهند که ترکیب BN، $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$ و $\text{B}(\text{OH})_3$ کمترین دوز معادل عبوری را فراهم کرده و دوز تابش را نسبت به روش‌های سنتی بیشتر کاهش داده است. استفاده از این نتایج نه تنها باعث حفظ ایمنی می‌شود، بلکه در مقایسه با حفاظ‌های رایج، حجم و وزن حفاظ را به‌طور چشمگیری کاهش می‌دهد. یافته‌های این مقاله گامی هرچند کوچک در راستای بهینه‌سازی طراحی چیدمان حفاظ‌ها به منظور افزایش ایمنی کارکنان رادیولوژی فراهم می‌کند.

کلمات کلیدی: حفاظ نوترونی، ^{252}Cf ، MCNPX، دوز معادل.

Design of an Optimal Lightweight Neutron Shield for Standard Sources Using the Monte Carlo Method

Ahmadi, Maryam¹, Khoshahval, Farrokh^{2*}, Pour-Imani, Reza¹

^۱. Department of physics, Faculty of Sciences, Arak University, Arak, Iran

^۲. Reactor and Nuclear Safety Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran

Abstract:

One of the key challenges in the application of nuclear technology is the development of effective radiation shielding to mitigate its detrimental environmental effects. This investigation focuses on the development of lightweight neutron shields for radiation sources. In contrast to previous literatures that predominantly emphasized the use of heavy materials, this paper investigates the combination of three materials to reduce both the weight and volume of the shield. Simulations performed using the monte-carlo MCNPX code indicate that this combination results in the lowest transmitted equivalent dose and a reduction in radiation exposure compared to traditional shielding methods. These results not only enhance safety but also substantially reduce the volume and weight of the shield, making it more practical for various applications. The findings of this study contribute a meaningful advancement toward optimizing shield designs and improving radiation safety, particularly for radiology personnel.

Key Words: Neutron Shield, ^{252}Cf , MCNPX, Equivalent Dose.



۱. مقدمه:

طراحی حفاظ مناسب به منظور کاهش دوز تابشی و افزایش ایمنی در سیستم‌های هسته‌ای ضروری است. از این رو، آگاهی از مراحل طراحی و ساخت حفاظ‌های مناسب برای تاسیسات هسته‌ای اهمیت ویژه‌ای دارد. مطالعات در این زمینه شامل بررسی میزان تشعشعات در مجاورت حفاظ، نفوذ پرتو در شکاف‌های حفاظ، انتخاب مواد مناسب، و بهینه‌سازی ضخامت و ترتیب لایه‌های حفاظ برای بهبود کارایی آن‌ها است. در میان انواع تابش‌های ساطع‌شده از منابع رادیواکتیو، پرتوهای نوترونی به دلیل نداشتن بار الکتریکی و توانایی آسیب رساندن به بافت‌های زنده، از خطرناک‌ترین تابش‌ها به شمار می‌روند [۱]. یکی از چالش‌های اصلی در حفاظت در برابر تابش، طراحی حفاظ‌های کارآمد در برابر پرتوهای نوترونی است. این مقاله به بررسی راهکارهای بهبود حفاظت در برابر نوترون می‌پردازد. در کاربردهای مختلف صنعتی و هسته‌ای مانند راکتورهای هسته‌ای، ذخیره‌سازی سوخت مصرف‌شده، رادیولوژی و پزشکی هسته‌ای، حفاظت در برابر تابش نوترونی امری ضروری است. رادیوایزوتوپ ^{252}Cf (کالیفورنیوم-۲۵۲) معمولاً در منابع نوترونی کوچک و قابل حمل استفاده می‌شود و در برخی از کاربردهای پزشکی و صنعتی، به عنوان جایگزینی برای راکتورهای تحقیقاتی در تولید نوترون مورد استفاده قرار می‌گیرد [۲]. چشمه کالیفورنیوم-۲۵۲ با انتشار آلفا (۹۶/۹۱٪) و شکافت خودبه‌خودی (۳/۰۹٪) تجزیه می‌شود و نیمه‌عمری معادل ۲/۶۴۵ سال دارد. این ایزوتوپ با میزان انتشار نوترون $10^6 \times 2.314 \text{ n.s}^{-1} \cdot \mu\text{g}^{-1}$ و فعالیت ویژه $0.53 \text{ mCi} \cdot \mu\text{g}^{-1}$ یکی از منابع شناخته شده نوترونی است که در بسیاری از آزمایشگاه‌ها استفاده می‌شود [۲]. موفقیت در طراحی حفاظ در نیروگاه‌های هسته‌ای تجاری عمدتاً به استفاده از تک‌لایه‌های بتن و آجرهای سربی بازمی‌گردد، زیرا در این موارد حجم، ضخامت و وزن سازه‌ها از محدودیت‌های اصلی پروژه نیست. ولیکن، در یک راکتور هسته‌ای آب فشرده PWR^{37} ، که برای تولید رادیوایزوتوپ‌ها یا حتی در منابع انرژی فشرده برای سفینه‌های فضایی به کار می‌رود، حفاظ باید به گونه‌ای طراحی شود که معیارهای متعددی را برآورده کند [۳ و ۴]. از جمله این معیارها می‌توان به کاهش وزن، حجم و دوز خارج از حفاظ اشاره کرد. این هدف می‌تواند از طریق طراحی حفاظ‌های چندلایه به دست آید، که در آن ترتیب لایه‌ها، ضخامت، چگالی و شکل هندسی مواد نقش مهمی در عملکرد حفاظ دارند.

علاوه بر این، به دلیل شدت دما و تابش در اطراف راکتور، مواد حفاظ باید در برابر خوردگی در دمای بالا مقاوم بوده و یکپارچگی ساختاری خود را تحت سطوح بالای تابش حفظ کنند. در نهایت، میزان مواجهه کارکنان با تابش باید به حداقل مقدار حد دوز سالانه $20 \text{ mSv} \cdot \text{h}^{-1}$ برسد که این مقدار طبق اصل ALARA^{38} می‌باشد [۵ و ۶]. از این رو، انجام یک مطالعه بهینه‌سازی برای تحقق این نیازها ضروری است. به منظور کاهش خطرات بهداشتی ناشی از تابش‌ها، تلاش‌های مستمری توسط محققان در سراسر جهان جهت بهبود خواص مواد انجام شده است که منجر به استفاده از مواد جدید در حفاظت در برابر تابش شده است. به عنوان نمونه، یکی از این پژوهش‌ها بررسی قابلیت‌های حفاظتی قابلیت‌های حفاظتی TiH_2 ، $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$ ، C_2H_4 و C_2H_4 -۲۵٪B به عنوان حفاظ چشمه‌ی نوترون ^{252}Cf در شبیه‌سازی مونت کارلو در سال ۲۰۲۰ بوده است [۷]. از دیگر تحقیقات در این زمینه می‌توان به طراحی حفاظ نوترونی برای چشمه‌ی نوترونی Am-Be^{39} و تعیین مکان‌های مختلف برای دستیابی به حداکثر شار نوترون حرارتی و سریع به وسیله‌ی کد MCNPX^{40} در سال ۲۰۱۳ اشاره کرد [۸]. در این پژوهش،

^{۳۴} Californium-۲۵۲

^{۳۵} Neutron Emission

^{۳۶} Specific Activity

^{۳۷} Pressurized Water Reactor (PWR)

^{۳۸} As Low as Reasonably Achievable (ALARA)

^{۳۹} Americium-Beryllium (Am-Be)

^{۴۰} Monte Carlo N-Particle Transport Code



یک ترکیب از مواد سبک شامل $B(OH)_3$ و $Mg(BH_4)_2$ ، BN برای حفاظت نوترونی چشمه ^{252}Cf بررسی و با بهره‌گیری از طراحی حفاظ چندلایه‌ای شامل مواد سبک و با قابلیت حفاظتی بالا، یک ساختار کارآمد برای کاهش دوز تابش بیرون از حفاظ ارائه شده است. مواد مورد استفاده علاوه بر در دسترس بودن، به‌طور مؤثر تابش را کاهش داده و ابعاد و وزن حفاظ را به حداقل رسانده‌اند. این رویکرد، راهکاری نوآورانه و مؤثر در بهینه‌سازی طراحی حفاظ‌های تابشی ارائه می‌دهد.

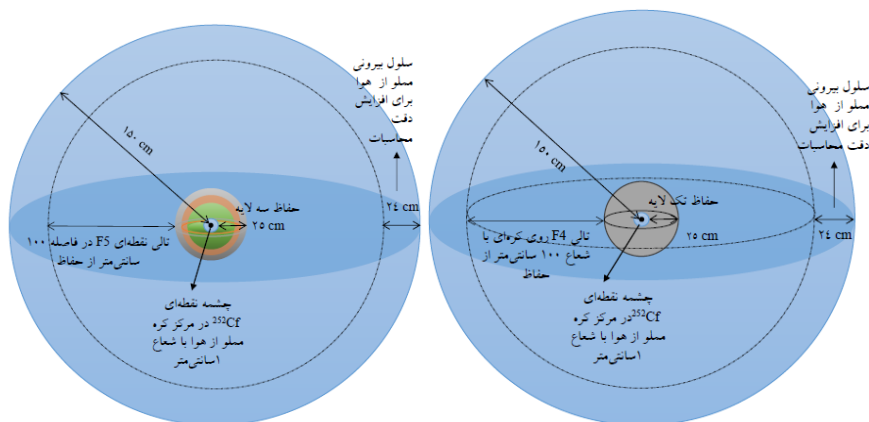
۲. روش کار:

در این تحقیق، از کد شبیه‌سازی مونت کارلو MCNPX برای مدل‌سازی مجموعه‌ای شامل یک چشمه نقطه‌ای ^{252}Cf و حفاظ آن استفاده شد. این کد به دلیل توانایی در محاسبه دقیق تمامی برهمکنش‌های نوترون با ماده، برای این پژوهش انتخاب گردید. یکی از ویژگی‌های MCNPX قابلیت مدل‌سازی فرآیندهای مختلف مانند پراکندگی، جذب و نشر نوترون‌ها است. این نرم‌افزار قادر است تاثیر حفاظ‌ها و مواد مختلف را در کاهش تابش نوترونی، با در نظر گرفتن هندسه‌های پیچیده به‌طور دقیق پیش‌بینی کند.

برای شبیه‌سازی چشمه نقطه‌ای ^{252}Cf ، مجموعه‌ای از کره‌های هم‌مرکز با اندازه‌های مختلف تعریف گردید. چشمه نوترونی به‌طور متقارن در مرکز کوچک‌ترین کره قرار گرفت که شعاع آن یک سانتی‌متر بوده و از هوا پر شده است. حفاظ در سه لایه مختلف و با ضخامت‌های متفاوت طراحی شد. لایه‌های حفاظ از ترکیب مواد $Mg(BH_4)_2$ ، BN و $B(OH)_3$ تشکیل شده‌اند که هر یک ویژگی‌های خاصی در جذب و کندسازی نوترون‌ها دارند. منیزیم به دلیل چگالی پایین و توانایی جذب نوترون‌های سریع، بور به دلیل سطح مقطع جذب بالا برای نوترون‌های حرارتی، و اسید بوریک به دلیل خواص کندسازی و جذب نوترون انتخاب شدند.

در مدل‌سازی، یک کره بعد از لایه حفاظ به‌منظور مدل‌سازی منطقه شمارش تالی شار نوترون F_4 اضافه شد. از نتایج حاصل برای انتخاب مواد مناسب استفاده شد. این کره با شعاع متغیر مدل‌سازی شد تا ضخامت ثابت ۱۰۰ سانتی‌متر نسبت به حفاظ حفظ گردد. همچنین در فاصله ۱۰۰ سانتی‌متر از آخرین لایه حفاظ، تالی نقطه‌ای F_5 برای اندازه‌گیری دوز معادل نوترون قرار داده شد.

برای افزایش دقت محاسبات، یک کره پر شده از هوا به‌عنوان لایه خارجی در نظر گرفته شد. این کره برای افزایش دقت شبیه‌سازی طراحی شده است و اندازه شعاع آن در محاسبات تاثیرگذار نیست. هدف اصلی استفاده از این کره، جلوگیری از بروز خطاهای احتمالی ناشی از شمارش ذرات در نزدیکی مرزهای شبیه‌سازی است. خارج از این کره، اهمیت نوترون صفر در نظر گرفته شد.



شکل (۱) نمای حفاظ چشمه‌ی نوترونی ^{252}Cf برای حفاظ تک لایه و سه لایه همانطور که در شبیه‌سازی MCNP مدل شده است



با توجه به ترکیب‌های مختلف مواد حفاظ و ضخامت‌های متفاوت مطابق شکل ۱ مدل شد. هندسه اولیه حفاظ ابتدا برای حالت تک لایه و سپس برای حالت سه لایه طراحی شد، به‌طوری که لایه اول نسبت به دو لایه دیگر دارای ضخامت بیشتری بود. در این مطالعه از یک چشمه‌ی نوترونی ^{252}Cf با فعالیت نوترونی $10^6 \text{ n.s}^{-1} \times 2/314$ ، استفاده شد و طیف انرژی نوترونی ^{252}Cf از مرجع [۹] گرفته شد.

شار چشمه نرمال شده با استفاده از فاکتورهای تبدیل شار به دوز به نرخ دوز معادل تبدیل شد. این مقادیر در ضمیمه H کتابچه راهنمای MCNP برای نوترون‌ها آورده شده است. پس از نرمال‌سازی شار چشمه، مقدار نرخ دوز معادل به‌دست‌آمده در تمامی محاسبات، توسط کارت fm در شدت نوترون‌های چشمه ضرب شد و نتایج نهایی استخراج گردید. جدول ۱ ترکیب عنصری و چگالی مواد مورد استفاده در شبیه‌سازی حفاظ برای چشمه‌های نوترونی و هوا را نشان می‌دهد.

جدول ۱: درصد وزنی ترکیبات و چگالی مواد موجود در حفاظ و هوا

ماده	چگالی g.cm^{-3}	H	B	O	N	Mg
Mg $(\text{BH}_4)_2$	۱/۴۸	۰/۱۵	۰/۴۰	-	-	۰/۴۵
BN	۳/۴۸۷	-	۰/۴۲۳	-	۰/۵۷۷	-
$\text{B}(\text{OH})_3$	۲/۴۴	۰/۰۴۸۴	۰/۱۷۷۳	۰/۷۷۴۳	-	-
هوا	۰/۰۰۱۲۲	-	-	۰/۲۲	۰/۷۸	-

۳. نتایج:

برای اطمینان از صحت نتایج حاصل از شبیه‌سازی، محاسبات مرجع [۷] برای چشمه‌ی نوترونی ^{252}Cf به‌عنوان معیار در نظر گرفته شد. در این مطالعه، شرایط هندسی چشمه مطابق با این مرجع در نظر گرفته شد. دوز معادل نوترون در فاصله‌ی ۱۲۶ سانتی‌متری از مرکز چشمه (ضخامت ۲۵ سانتی‌متر از ماده حفاظ) محاسبه شد و با مقادیر مرجع مذکور مقایسه شد.

جدول ۲: مقایسه‌ی داده‌های این تحقیق و داده‌های مرجع [۷] (ضخامت حفاظ ۲۵ سانتی‌متر)

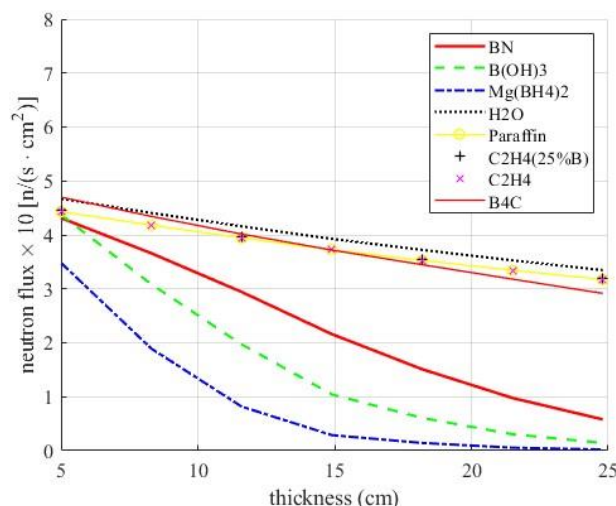
ماده	دوز معادل به دست آمده از $\text{MCNP} \times 10^{-3} \text{ mSv/h}$	دوز معادل مرجع $\times 10^{-3} \text{ mSv/h}$	درصد اختلاف نسبی
Mg $(\text{BH}_4)_2$	۰/۰۲۶۴	۰/۰۲۳۵	۱۲/۳۴
TiH_2	۰/۰۵۱۴	۰/۰۵۵۹	۸/۰۵
C_2H_4	۰/۱۷۴	۰/۱۹۷۸	۱۲/۰۳
$\text{C}_2\text{H}_4 - 20\% \text{B}$	۰/۱۶	۰/۱۷۲۰	۶/۹۸

مقادیر اختلاف‌های به دست آمده قابل قبول است. برخی تفاوت‌ها در طیف انرژی نوترون‌ها و همچنین کتابخانه‌های داده MCNP مهم‌ترین دلایل این اختلاف‌های محدود هستند. بنابراین برای ادامه محاسبات میتوان به نتایج بدست آمده، اعتماد کرد.

همچنین در این تحقیق، حفاظ‌های کروی تک‌لایه از مواد مختلف از جمله $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$, Paraffin, C_2H_4 , H_2O , B_2C , BN, B_2O_3 و $\text{C}_2\text{H}_4 - 20\% \text{B}$ با شعاع‌های ۵، ۱۰، ۱۵، ۲۰ و ۲۵ سانتی‌متر طراحی شدند و شار نوترون عبوری در فاصله ۱ متری از این حفاظ‌ها محاسبه گردید. عملکرد هر یک از این مواد به‌طور جداگانه ارزیابی شد و نتایج در شکل ۲ ارائه شد.



میزان شار نوترون عبوری از حفاظ (F_4) برحسب ضخامت‌های مختلف برای هشت ماده، در شکل ۲ نشان داده شده است. شش ماده از مواد بررسی شده، نمودار مشابه دارند و خطوط مربوط به سه ماده نیز تقریباً بر هم منطبق است، که نشان‌دهنده عملکرد مشابه این مواد در تضعیف شار عبوری است.



شکل (۲) شار نوترونی نسبت به ضخامت برای هشت ماده حفاظ

از سوی دیگر، سه ماده‌ی $B(OH)_3$ ، $Mg(BH_4)_2$ و BN عملکرد به مراتب بهتری در کاهش شار عبوری نوترون‌ها نشان داده‌اند و توانسته‌اند میزان عبور نوترون‌ها را در ضخامت‌های مختلف به‌طور قابل توجهی کاهش دهند. به همین دلیل، ترکیب این سه ماده به‌عنوان بهینه‌ترین گزینه برای طراحی حفاظ در برابر تابش نوترونی انتخاب شد. پیکربندی حفاظ‌های سه لایه شبیه‌سازی شده از این ترکیبات به ترتیب بیشترین کاهش دوز معادل عبوری از حفاظ در شکل ۳ نشان داده شده‌اند.



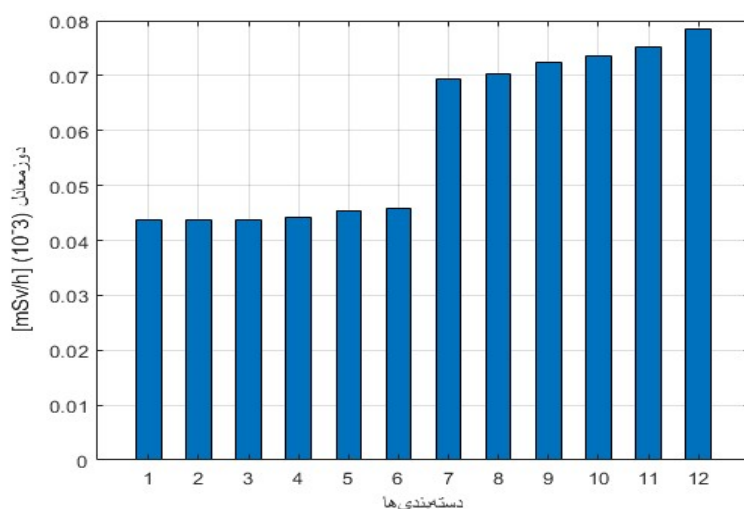
شکل (۳) پیکربندی حفاظ، به‌طوری که لایه‌ی سمت چپ نزدیک‌ترین لایه به چشمه است

میزان دوز نوترون عبوری برای هر یک از دوازده پیکربندی حفاظ در شکل ۴ نشان داده شده و با یکدیگر مقایسه شده‌است. در این نوع حفاظ، چندین لایه از مواد مختلف با ضخامت‌های متغیر به‌طور متوالی اطراف چشمه قرار می‌گیرند. با توجه به اینکه



کاهش وزن یکی از اهداف بهینه‌سازی حفاظ است، استفاده از موادی مانند BN ، $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$ و $\text{B}(\text{OH})_3$ که چگالی کمتری نسبت به مواد رایج حفاظتی مانند بتن دارند، علاوه بر کاهش ضخامت، به کاهش وزن حفاظ نیز کمک می‌کند. این مواد به‌عنوان بهترین جاذب و کندکننده نوترون در این مطالعه انتخاب شدند. نوترون‌ها هنگام عبور از هر لایه به دلیل پراکندگی کشسان توسط مواد سبک کند شده و در نهایت توسط مواد جاذب جذب می‌شوند. این فرآیند موجب کاهش ضخامت لازم برای تضعیف تابش نوترونی و در نتیجه کاهش حجم و وزن حفاظ می‌شود.

در این طراحی، نرخ دوز معادل کل برای پیکربندی‌های مختلف محاسبه و در شکل ۴ نشان داده شده است. نتایج نشان داد که طراحی بهینه حفاظ همانطور که در ترکیب شماره یک مشخص شده است، شامل ترکیب ۱۵ سانتی‌متر $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$ ، ۵ سانتی‌متر BN و ۵ سانتی‌متر $\text{B}(\text{OH})_3$ است.



شکل (۴) دوز معادل نوترون برای هر پیکربندی حفاظ برای نوترون‌های چشمه‌ی ^{252}Cf

جدول ۳: نرخ دوز معادل نوترون‌ها برای دوازده پیکربندی حفاظ با شماره ترکیب شکل ۳ در ضخامت ۲۵ سانتی‌متر

وزن حفاظ Kg	دوز معادل $\mu\text{Sv.h}^{-1}$	ضخامت BN	ضخامت $\text{B}(\text{OH})_3$	ضخامت $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$	شماره ترکیب
۱۱۹/۱۳۲	۰/۰۴۳۶۲	۵	۵	۱۵	۱
۱۲۶/۵۹۳	۰/۰۴۳۶۳	۵	۵	۱۵	۲
۱۴۴/۱۲۶	۰/۰۴۳۷۴	۵	۵	۱۵	۳
۱۱۵/۱۸۷	۰/۰۴۴۱۳	۵	۵	۱۵	۴
۱۷۹/۶۳۱	۰/۰۴۵۴۷	۵	۵	۱۵	۵
۱۵۸/۱۵۴	۰/۰۴۵۷۴	۵	۵	۱۵	۶
۱۰۹/۶۲۳	۰/۰۶۹۳۸	۵	۱۵	۵	۷
۱۸۳/۵۶	۰/۰۷۰۳۴	۵	۱۵	۵	۸
۱۴۷/۰۶	۰/۰۷۲۴۲	۵	۱۵	۵	۹
۱۷۵/۹۹۸	۰/۰۷۳۵۷	۵	۱۵	۵	۱۰



۱۷۰/۱۳۱	۰/۰۷۵۱۶	۵	۱۵	۵	۱۱
۲۱۵/۱۲۱	۰/۰۷۸۵	۵	۱۵	۵	۱۲

بر اساس داده‌های جدول ۳ و شکل ۴، کمترین میزان نرخ دوز کل عبور کرده از حفاظ در برابر تابش نوترونی چشمه‌ی ^{252}Cf ، برابر با $۰/۰۴۳۶$ میکروسیورت بر ساعت است. بر اساس توصیه‌های مرجع [۶]، مقدار دوز تابش نوترونی دریافتی از چشمه نباید بیشتر از $۲۰ \mu\text{Sv.h}^{-1}$ باشد. این معیار در تمامی پیکربندی‌های حفاظ مورد بررسی در این تحقیق رعایت شده است، بنابراین دوز مناسب برای کارکنان رادیولوژی پیش از رسیدن به حد مجاز دوز سالیانه ۲۰mSv فراهم می‌شود.

این نشان می‌دهد که افزایش ضخامت لایه‌ی $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$ در حفاظ سه لایه به‌طور مؤثری قابلیت حفاظت در برابر نوترون‌های چشمه ^{252}Cf را بهبود می‌بخشد. $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$ به دلیل عدد اتمی بالای منیزیم ($Z=۱۲$)، باعث واکنش جذب فوتوالکتریک می‌شود [۷] و در کنار بور، که جاذب نوترون حرارتی است، نرخ دوز معادل نوترون را کاهش می‌دهد.

واضح است که افزایش ضخامت جاذب‌ها به کاهش دوز معادل منجر می‌شود، اما ملاحظات میدانی و اقتصادی نیز باید مدنظر قرار گیرند. در این مطالعه، بررسی مواد پیشرفته به عنوان حفاظ بهینه در برابر تابش نوترون با هدف بهینه‌سازی عملکرد حفاظ، کاهش وزن و حجم آن انجام شده است، که از جنبه اقتصادی نیز حائز اهمیت می‌باشد. استفاده از مواد با چگالی پایین‌تر مانند BN ، $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$ و $\text{B}(\text{OH})_3$ علاوه بر کاهش ضخامت حفاظ، موجب کاهش وزن و در نتیجه کاهش هزینه‌های حمل و نصب می‌شود. این ویژگی در محیط‌های کاری حساس و دارای فضای محدود، بسیار اهمیت دارد. در نهایت، استفاده از حفاظ‌های چندلایه با این ترکیب مواد می‌تواند گزینه‌ای بهینه و مؤثر برای حفاظت در برابر تابش نوترونی باشد، به‌ویژه در مواردی که کاهش وزن، حجم و هزینه‌ها اولویت دارد.

۴. بحث و نتیجه گیری:

این تحقیق به بررسی بهینه‌سازی مواد حفاظتی پیشرفته برای چشمه نوترونی ^{252}Cf با هدف کاهش حجم و وزن حفاظ پرداخته است. با استفاده از کد مونت کارلو، عملکرد تابش‌های نوترونی ارزیابی شد. نتایج نشان داد که طراحی دوازده نوع حفاظ با استفاده همزمان از ترکیباتی شامل BN ، $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$ و $\text{B}(\text{OH})_3$ بهترین عملکرد را در کاهش دوز نوترونی از خود نشان داده و می‌تواند منجر به کاهش قابل توجهی در دوز معادل به همراه کاهش حجم و وزن شود. این امر موجب بهبود قابلیت حمل و ایمنی منابع نوترونی خواهد گردید.

تحلیل این نتایج بیانگر آن است که انتخاب مواد با سطح مقطع بالا و محتوای هیدروژنی مؤثر، می‌تواند عملکرد حفاظتی را بهبود بخشد. بنابراین، ترکیب بهینه‌ای از مواد با ویژگی‌های حفاظتی مطلوب و هزینه مناسب می‌تواند به طراحی سیستم‌های حفاظتی سبک‌تر و مؤثرتر کمک کند. به دلیل هزینه بالای $\text{Mg}(\text{BH}_4)_2$ نسبت به سایر مواد استفاده شده در این تحقیق این ماده با عملکرد حفاظتی عالی، از لحاظ اقتصادی مقرون به‌صرفه نیست و استفاده انحصاری از آن برای طراحی حفاظ اقتصادی نخواهد بود. این یافته‌ها می‌تواند راهنمایی برای طراحی سیستم‌های حفاظتی سبک‌تر و مؤثرتر باشد.



۵. مراجع:

۱. Chilton, A.B., J.K. Shultis, and R.E. Faw, *Principles of radiation shielding*. ۱۹۸۴.
۲. Martin, R., T. Byrne, and L. Miller, *Biomedical neutron research at the Californium user facility for Neutron Science*. Journal of radioanalytical and nuclear chemistry, ۱۹۹۸. ۲۳۶(۱-۲): p. ۵-۱۱.
۳. El-Genk, M.S., *Deployment history and design considerations for space reactor power systems*. Acta Astronautica, ۲۰۰۹. ۶۴(۹-۱۰): p. ۸۳۳-۸۴۹.
۴. Ruth, T., *Accelerating production of medical isotopes*. Nature, ۲۰۰۹. ۴۵۷:(۷۲۲۹)p. ۵۳۶-۵۳۷.
۵. Valentin, J., *The 2007 recommendations of the international commission on radiological protection*. ۲۰۰۸: Elsevier.
۶. Wrixon, A.D., *New ICRP recommendations*. Journal of radiological protection, ۲۰۰۸. ۲۸(۲): p. ۱۶۱.
۷. Elsheikh, N.A., *Shielding Capabilities of Mg (BH₄)₂, TiH₂, C₂H₄-25% B and C₂H₄ as 252Cf Neutron Source Shielding Containers: Monte Carlo Simulations*. The African Review of Physics, ۲۰۲۱. ۱۵.
۸. Nasrabadi, M. and G. Baghban, *Neutron shielding design for 241Am-Be neutron source considering different sites to achieve maximum thermal and fast neutron flux using MCNPX code*. Annals of Nuclear Energy, ۲۰۱۳. ۵۹: p. ۴۷-۵۲.
۹. Griffith, R.V., J. Pálfalvi, and U. Madhvanath, *Compendium of neutron spectra and detector responses for radiation protection purposes*. ۱۹۹۰.



مطالعه جامع مشخصه های آسیب جابجایی اتمی سوسوزن NaI بر مبنای دینامیک مولکولی (کد مقاله : ۱۲۴۳)

رحیمی، محمدحسن^۱ - جعفری، حمید^{۱*} - فقهی، سید امیرحسین^۱ - زمزمیان، سیدمهرداد^۱ - کارگران، حامد^۲

۱. دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده مهندسی هسته‌ای، گروه کاربردپرتوها

۲. دانشگاه شاهد، دانشکده فنی مهندسی

چکیده:

برخورد پرتوهای پروتون و نوترون در صورتی که انرژی بیشتر از انرژی آستانه جابجایی اتم‌های یک ماده داشته باشد، منجر به آسیب جابجایی می‌شود. در این پژوهش با استفاده از شبیه‌سازی دینامیک مولکولی، آسیب جابجایی اتمی سوسوزن NaI مطالعه شد. انرژی آستانه جابجایی اتم‌های Na و I به ترتیب $33/6$ eV و $55/8$ eV محاسبه شد. علاوه بر این آشمار جابجایی و میزان نقص‌های ناپایدار و پایدار این ماده بررسی شد. مشخص شد، اهمیت نقص زوج فرنکل در این ماده بیشتر از نقص جانشینی است و میزان این نوع نقص به صورت خطی با افزایش انرژی PKA افزایش می‌یابد. از این رو مدلی برای تعداد زوج فرنکل به ازای انرژی PKA ارائه شد. ضریب پخش اتم‌ها قبل و بعد از انتشار PKA مطالعه شد و مشخص شد، انتشار PKA منجر به ۲۰۰ برابر شدن ضریب پخش اتم‌ها می‌شود. تغییر ضریب پخش تأثیرپذیری چندانی از انرژی PKA و جهت انتشار PKA در ماده نداشت.

کلمات کلیدی: آسیب جابجایی، سوسوزن NaI، ضریب پخش، زوج فرنکل، دینامیک مولکولی

A comprehensive study of atomic displacement damage characteristics of NaI scintillator based on molecular dynamics

Rahimi, MohamadHasan^۱ - Jafari, Hamid^{۱*} - Fegghi, SeyedAmirHosein^۱ - Zamzamian, SeyedMehرداد^۱ - Kargaran, Hamed^۲

۱. Shahid Beheshti University, Department of Radiation Application

۲. Shahed University, Faculty of Engineering

Abstract:

Protons and neutrons colliding with atoms of a material lead to displacement damage if the transfer energy is greater than the threshold displacement energy of atoms. In this study, atomic displacement damage of NaI scintillator was studied using molecular dynamics simulation. The threshold displacement energy of Na and I atoms, $33/6$ eV and $55/8$ eV were calculated, respectively. In addition, the displacement cascade and the amount of non-equilibrium and equilibrium defects of this material were investigated. It was found that the Frenkel pair defect is more important in this material than the Antisites defect. A model was developed to describe the number of Frenkel pairs per PKA energy. The diffusion coefficient



of atoms was studied before and after PKA emission. PKA emission causes a ۲۰۰-fold increase in the diffusion coefficient of atoms.

Key words: Displacement Damage, NaI Scintillator, Diffusion Coefficient, Frenkel Pair, Molecular Dynamics

۱ - مقدمه:

سوسوزن‌های NaI به دلیل بازدهی بالا یکی از پرکاربردترین سوسوزن‌ها در آشکارسازی پرتو هستند که بیشتر به منظور آشکارسازی گاما و اشعه ایکس استفاده می‌شوند. استفاده از این سوسوزن‌ها در محیط‌های نوترونی یا پروتونی، مانند راکتورهای تحقیقاتی یا اتاق‌های شتابدهنده منجر به آسیب این سوسوزن‌های می‌شود که به آن آسیب پرتویی می‌گویند. در فرایند آسیب پرتویی نوترون‌ها یا پروتون‌ها با برخورد سر به سر به اتم‌های ساختار کریستالی منجر به حرکت اتم در ساختار ماده می‌شود. اتمی که توسط یک پرتو فرودی پس زده می‌شود، اتم پس‌زده اولیه^{۴۱} یا PKA نامیده می‌شود. PKA زمانی تولید می‌شود که پرتو فرودی، انرژی بیشتر یا برابر با یک آستانه مشخص به نام «انرژی جابجایی آستانه^{۴۲}» منتقل کند. PKA در داخل ساختار بلور حرکت می‌کند و با اتم‌های دیگر برخورد می‌کند و منجر به جابجایی اتم‌های بلور می‌شود (نقص نقطه‌ای ناپایدار). برخورد بین PKA و سایر اتم‌ها، آشناری از برخوردها به نام «آشنار جابه‌جایی^{۴۳}» ایجاد می‌کند. اکثر این اتم‌های جابجا شده به مکان‌های اصلی خود در ساختار بلوری بازمی‌گردند. برخی از اتم‌های جابجا شده ممکن است به مکان اصلی خود برنگردند، که منجر به تشکیل نقص‌های نقطه‌ای پایدار (مانند تهی‌جا^{۴۴} و بین‌نشین^{۴۵}) در ساختار اتمی یک ماده می‌شود. این فرآیند را «آسیب جابجایی اتمی^{۴۶}» نامند [۴-۱]. این یکی از عمیق‌ترین اثرات آسیب پرتوها بر کریستال‌ها است، زیرا منجر به تغییر در ساختار الکترونیکی آن‌ها می‌شود و در نتیجه بر خواص اساسی آنها تأثیر می‌گذارد. تغییرات در ویژگی‌های نوری برای مواد سوسوزن بسیار مهم است زیرا بر عملکرد آشکارسازی آن‌ها تأثیر می‌گذارد [۵]. در نتیجه، مطالعه آسیب جابجایی اتمی مواد سوسوزن بسیار مهم است. مدل‌سازی دقیق برای توصیف ایجاد نقص در این مواد مورد نیاز است. تصویر جامعی از جابجایی اتمی را می‌توان از طریق شبیه‌سازی کامپیوتری به دست آورد. شبیه‌سازها ابزار موثری برای مدل‌سازی آسیب پرتویی در مواد به حساب می‌آیند [۶].

^{۴۱} primary knock-on atom

^{۴۲} threshold displacement energy

^{۴۳} displacement cascade

^{۴۴} Vacancy

^{۴۵} Interstitial

^{۴۶} atomic displacement damage



یکی از محبوب ترین تکنیک های شبیه سازی کامپیوتری برای بررسی جابجایی اتمی مواد، شبیه سازی دینامیک مولکولی^{۴۷} (MD) است. روش MD برای آنالیز مکان ها و حرکت های اتمی در مقیاس میکروسکوپی از طریق معادلات حرکت کلاسیک استفاده می شود.

در این مقاله قصد داریم با شبیه سازی MD انرژی های آستانه جابجایی سوسوزن NaI را در جهت های انتشار مختلف PKA تعیین کنیم. همچنین فرآیندهای آبشار برخورد و رابطه بین زمان و تعداد اتم های جابجا شده (نقص های نقطه ای ناپایدار) در کریستال NaI را بررسی کنیم. تعداد نقص تعادلی مختلف در جهت های انتشار برای انرژی های مختلف PKA نیز با استفاده از شبیه سازی MD تعیین کنیم. در نهایت، برای تکمیل مدل سازی روابطی برای آسیب تشعشع در بلورهای NaI به عنوان تابعی از انرژی PKA ارائه شود که با آن بتوان میزان آسیب پرتویی درون این بلور بررسی شود.

۲ - روش کار:

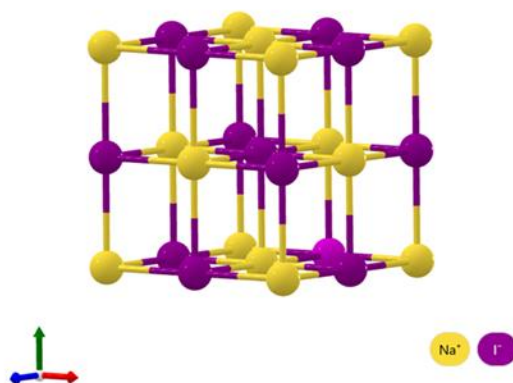
شبیه سازی اتمی بر اساس MD به منظور ارزیابی آسیب جابجایی در بلور NaI انجام شد. همه شبیه سازی های MD با استفاده از کد LAMMPS انجام شد. لمپس یک کد شبیه سازی دینامیک مولکولی کلاسیک با تمرکز بر مدل کردن مواد است، که می تواند مجموعه ای از ذرات را در حالت جامد، مایع یا گاز مدل سازی کند. این کد به صورت متن باز است و به وسیله آن می توان سیستم های اتمی، پلیمری، بیولوژیکی و حالت جامد (فلز، سرامیک ها، اکسیدها) را با استفاده از انواع پتانسیل های بین اتمی و شرایط مرزی مدل کرد.

اولین گام شبیه سازی MD شناخت ساختار کریستال مورد بررسی برای ساخت جعبه اتمی است. این مستلزم شناخت کامل ساختار اتمی کریستال مورد مطالعه است. بلورهای یونی NaI از نظر ساختار بلوری شبیه به سنگ نمک یا بلورهای NaCl هستند. به این ترتیب، آنها از دو زیر شبکه FCC کاتیونی (Na) و آنیونی (I) در هم آمیخته شده اند. شکل (۱) ساختار شبکه NaI را نشان می دهد. با استفاده از نرم افزار Atmosk، یک جعبه اتمی با ساختار بلوری NaCl با ثابت شبکه $6/47 \text{ \AA}$ شامل کاتیون Na و آنیون I ایجاد کردیم. جعبه اتمی کریستال NaI به صورت مکعبی حاوی ۱۰۰۰۰۰۰ اتم در نظر گرفته شد.

در لمپس برای تعیین نیروهای بین اتمی از پتانسیل بین اتمی روش یون تعبیه شده جفتی^{۴۸} (EIM) (توسعه یافته توسط ژو و همکاران [۷] استفاده شد. همچنین شرط مرزی در هر بعد به صورت متناوب تنظیم شد. در محاسبات، ابتدا در مرحله تعادل حرارتی از ترموستات لانژوین به همراه مجموعه NVE برای ثابت کردن دمای سیستم روی ۳۰۰ کلوین برای ۵۰ ps استفاده شد و سپس مجموعه برای ۵۰ ps دیگر به NVT تبدیل شد. پس از اطمینان از اینکه سیستم در حالت تعادل است، انرژی جنبشی اضافی به یک اتم به عنوان PKA تقریباً نزدیک مرکز جعبه اتمی اختصاص داده شد. در این گام مجموعه NVE برای اتم ها اعمال شد. آرام سازی در این مرحله تا زمانی که هیچ تغییری در تعداد عیوب مشاهده نشد (تقریباً ۳۰ ps) انجام شد. در نهایت، برای پس پردازش خروجی شبیه سازی های MD، از ابزار OVITO استفاده شد.

^{۴۷} molecular dynamics

^{۴۸} the embedded ion method (EIM) potential



شکل (۱) ساختار بلوری سوسوزن NaI

۱.۲. نحوه محاسبه انرژی آستانه جابجایی

انرژی آستانه جابجایی کریستال NaI برای اتم‌های Na و I در جهت‌های مختلف انتشار با شبیه‌سازی MD محاسبه شد. در این راستا، انرژی PKA به تدریج از ۱ eV با گام ۱ eV در هر جهت انتشار افزایش یافت. تعداد عیوب نقطه‌ای برای این انرژی‌های PKA زمانی که اتم‌های کریستال به حالت ثابت رسیدند محاسبه شد. بنابراین، انرژی جابجایی آستانه با وجود یک نقص نقطه پایدار در کریستال CsI تعیین شد. انرژی PKA که منجر به این رویداد شد انرژی آستانه جابجایی PKA در جهت انتشار در نظر گرفته شد. این روش برای مواد مختلف [۸-۱۱] برای تعیین انرژی آستانه جابجایی استفاده شده است.

۲.۲. نحوه بررسی نقص‌های ناپایدار و پایدار

شبیه‌سازی‌های MD در جهت‌های مختلف انتشار (شاخص‌های مختلف میلر) برای چندین انرژی PKA انجام شد. فرآیند ایجاد و گسترش آبشار جابجایی در انرژی PKA در کریستال NaI در این محاسبات مورد بررسی قرار گرفت. برخورد بین PKA و سایر اتم‌ها منجر به جابجایی اتم‌ها می‌شود. برخورد پی در پی بین اتم‌های جابجا شده از موقعیت اصلی خود و اتم‌های ساکن منجر به یک آبشار جابجایی می‌شود. در طول فرآیند آبشار جابجایی، تعداد نقص یک روند صعودی را تجربه می‌کند تا زمانی که به حداکثر نقطه خود برسد، سپس به تدریج کاهش می‌یابد. تعداد زیادی از اتم‌های جابجا شده با جاهای خالی ترکیب می‌شوند که منجر به بازترکیب حرارتی از طریق حرکت حرارتی می‌شود. در نتیجه، مقدار عیوب به تدریج کاهش می‌یابد. فاصله زمانی لازم برای رسیدن تعداد عیوب به حداکثر مقدار خود را زمان رشد آبشاری می‌نامند. دوره‌ای که در آن عیوب کاهش می‌یابد به عنوان زمان بازترکیب حرارتی شناخته می‌شود. هنگامی که در طول رشد آبشاری و بازترکیب حرارتی رخ می‌دهد، به عنوان یک نقص ناپایدار طبقه‌بندی می‌شود. پس از بازترکیب حرارتی، تعداد اتم‌های جابجا شده تثبیت می‌شود در حالی که اتم‌های جابجا شده باقی‌مانده و تهی‌جای، نقص‌های تعادلی را تشکیل می‌دهند. تعداد این نقص‌های پایدار نیز در این ساختار کریستالی با جابجایی PKA در سطوح مختلف انرژی تعیین شد. در نتیجه، یک مدل ریاضی آسیب جابجایی برای NaI ارائه شد.



۳.۲. نحوه بررسی ضریب پخش

برای بررسی اثر انتشار PKA بر ضریب پخش CsI، ضریب پخش با انجام شبیه‌سازی MD قبل و بعد از انتشار PKA محاسبه شد. ضریب پخش را می‌توان با فرآیند ارائه شده توسط انیشتین [۱۲] و اسمولوچوفسکی [۱۳] به عنوان معادله (۱) توصیف کرد:

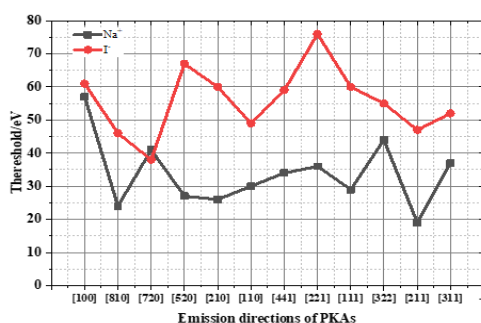
$$D(t) = \left(\frac{\langle [r(t) - r(t_0)]^2 \rangle}{6t} \right) = \frac{MSD}{6t} \quad (1)$$

جایی که MSD جابجایی مجذور میانگین است. MSD اندازه‌گیری انحراف موقعیت یک اتم از موقعیت مرجع به عنوان تابعی از زمان است [۵۵، ۵۶]. موقعیت مرجع نقطه شروع شبیه‌سازی است. موقعیت‌های لحظه‌ای جایی هستند که اتم‌ها در هر لحظه در طول شبیه‌سازی قرار دارند. هر دو مرحله (آرامش و مرحله انتشار PKA) با جهت انتشار [۱ ۰ ۰] با مدت زمان ۲۰۰ ثانیه انجام شد. MSD هر دو مرحله را می‌توان با پس پردازش فایل dump شبیه‌سازی MD در برنامه OVITO به دست آورد.

۳. نتایج:

۱.۳. انرژی آستانه جابجایی

مقادیر محاسبه شده برای انرژی‌های آستانه جابجایی اتم‌های Na و I در دوازده جهت انتشار مختلف (شاخص‌های میلر) مورد نظر در شکل (۲) نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که انرژی آستانه جابجایی اتم‌های I از اتم‌های Na در تمام جهت‌های گسیلی به جز [۷ ۲ ۰] بیشتر است. انرژی‌های آستانه جابجایی اتم‌های Na و I به ترتیب دارای حداکثر مقادیر ۵۷ eV و ۷۶ هستند. حداقل انرژی آستانه جابجایی اتم‌های Na و I به ترتیب ۱۹ eV و ۳۸ است. میانگین‌گیری از داده‌های نشان داده شده در شکل (۲) برای جهت‌های مختلف شاخص میلر برای اتم‌های Na و I منجر به میانگین انرژی‌های آستانه جابجایی برای هر اتم می‌شود. میانگین انرژی آستانه جابجایی برای اتم‌های سدیم ۳۳/۶ eV و برای اتم‌های ید ۵۵/۸ eV است. همانطور که مشخص است، اتم‌های سدیم به علت سبک‌تر بودن انرژی آستانه جابجایی کمتری نسبت به اتم‌های ید دارند.



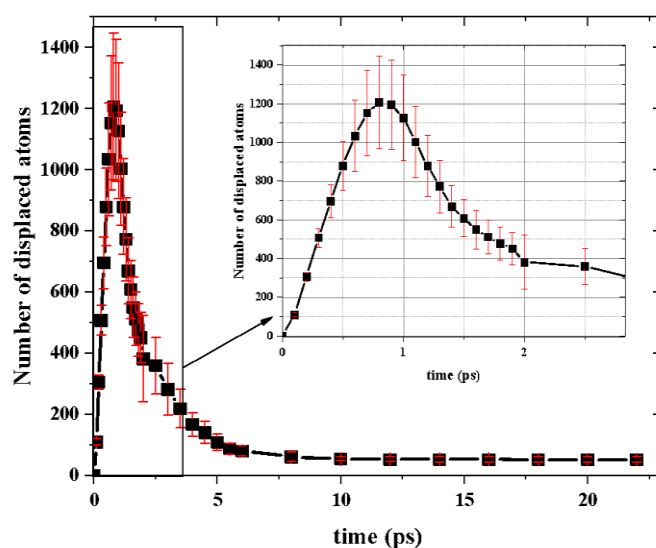
شکل (۲) انرژی آستانه جابجایی اتم‌های NaI در جهت‌های مختلف انتشار

۲.۳. ارزیابی زمانی آسیب جابجایی

شکل (۳) به منظور ارزیابی زمانی تعداد زوج فرنکل تولید شده توسط PKA در کریستال NaI ارائه شده است. تعداد اتم‌های جابجا شده نشان‌دهنده میانگین جفت‌های فرنکل در جهت‌های مختلف انتشار است. همانطور که مشاهده می‌شود در ابتدای



حرکت PKA مرحله رشد آبشار رخ می‌دهد که منجر به حرکت رو به فزونی تعداد نقص‌ها می‌شود. این نقص‌ها ناپایدار هستند و پس از گذشت زمان طی فرآیند بازترکیب حرارتی به جایگاه‌های خود باز می‌گردند و روند کاهشی را طی می‌کنند. برخی از این اتم‌های جابجا شده در بین ساختار شبکه بلوری گیراندازی می‌شوند و امکان بازگشت به جایگاه اصلی خود را نخواهند داشت. این نوع نقص‌ها، نقص پایدار نامیده می‌شود. مطالعه تعداد این نقص‌ها از جهت تغییراتی که می‌توانند در ویژگی‌های ماده بگذارند از اهمیت زیادی برخوردارند.

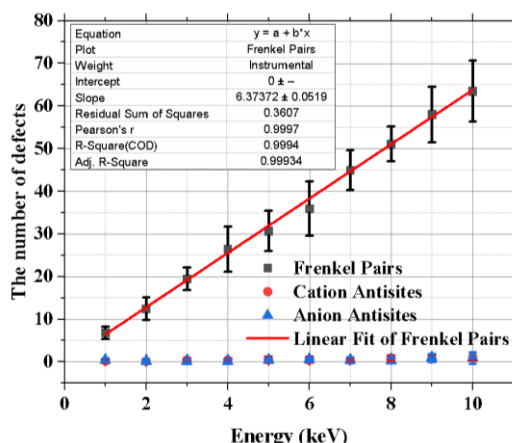


شکل (۳) فرآیند آبشار جابجایی با گذشت زمان.

۳.۳. مدل پیشنهادی آسیب جابجایی

تعداد نقص‌های پایدار به دو پارامتر جهت انتشار و انرژی PKA بستگی فراوانی دارد. با شبیه‌سازی دینامیک مولکولی تعداد این نقص‌ها در جهت‌های انتشار مختلف و انرژی‌های مختلف محاسبه شد. شکل (۴) تعداد نقص‌های پایدار به ازای انرژی‌های مختلف PKA را نشان می‌دهد. تعداد نقص‌ها در هر انرژی با میانگینگیری از تعداد نقص در جهت‌های مختلف انتشار به دست آمده است. این شکل نشان می‌دهد، تعداد زوج فرنکل‌ها با افزایش انرژی به صورت خطی افزایش می‌یابد. از این رو با فرمول به دست آمده از این نمودار می‌توان مدلی (رابطه‌ی (۲)) را برای پیش‌بینی تعداد زوج‌های فرنکل در انرژی‌های مختلف PKA ارائه داد.

$$\text{Number of Frenkel Pairs} = ۶.۳۷۴ \times E \quad (۲)$$



شکل (۴) تعداد نقص‌های پایدار در انرژی‌های مختلف PKA

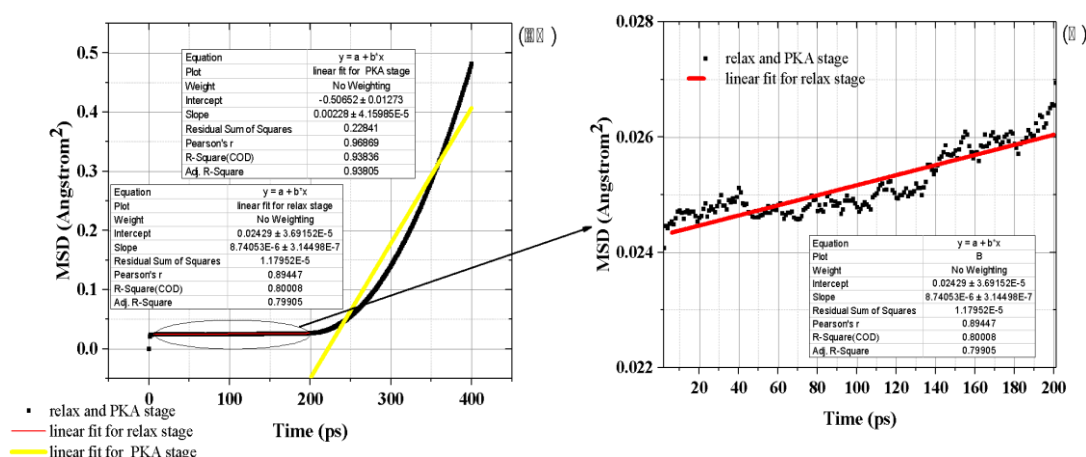
شکل (۴) همچنین تعداد نقص‌های جانیشینی^{۴۹} را نشان می‌دهد. نقص‌های جانیشینی کاتیونی یعنی اتم سدیم در جایگاه ید قرار گرفته باشد و نقص‌های جانیشینی آنیونی یعنی اتم‌های ید در جایگاه سدیم قرار گرفته باشد. مشخص است که این نوع نقص در مقابل زوج فرنکل در ماده NaI اهمیت بسیار کمتری دارد چرا که تعداد آن بسیار کم است.

۴.۳. تأثیر آسیب جابجایی بر ضریب پخش

شکل (۵) MSD (جابجایی مجذور میانگین) اتم‌ها را در جعبه اتمی NaI نشان می‌دهد. این مقادیر از یک دوره ۲۰۰ ps در مرحله ریلکسیشن (قبل از حرکت PKA) و از یک دوره ۲۰۰ ps که در طی آن PKA با انرژی ۱ keV در جهت [۱ ۰ ۰] انتشار یافته است، به دست آمده‌اند. ضریب پخش را می‌توان با گرفتن یک ششم مقادیر شیب نمودارها بر اساس رابطه (۱) محاسبه کرد. بنابراین، ضریب پخش برای اتم‌ها قبل از گسیل e^{-6} PKA، $1/46$ (شکل (۵) الف و ب) و در طول انتشار e^{-6} PKA، $3/8$ محاسبه شد. (شکل (۵) الف). مشاهده می‌شود که ضریب پخش با انتشار PKA افزایش می‌یابد. انتشار PKA منجر به یک آشمار جابجایی اتمی می‌شود که یک منطقه با ویژگی‌های یک حالت مذاب ایجاد می‌کند. در نتیجه ضریب انتشار تقریباً ۲۰۰ برابر افزایش می‌یابد.

از این طریق با محاسبه MSD و رابطه (۱) ضریب پخش در انرژی‌ها و جهت‌های انتشار مختلف نیز محاسبه شد. جدول (۱) تغییرات ضریب پخش با تغییر انرژی گسیل PKA را نشان می‌دهد. مشخص است که تغییر انرژی PKA منجر به تغییر در ضریب پخش نمی‌شود. همچنین جدول (۲) تغییرات ضریب پخش نسبت به تغییر زاویه گسیل PKA را نشان می‌دهد. مشخص است، ضریب پخش از جهت انتشار PKA نیز تأثیرپذیری چندانی ندارد.

^{۴۹} Antisite



شکل (۵) جابجایی مجذور میانگین (MSD) در دوره‌های زمانی مختلف الف) در دوره زمانی قبل و بعد از انتشار PKA و ب) در دوره زمانی قبل از انتشار PKA

جدول (۱) محاسبه ضریب پخش در انرژی‌های مختلف PKA در جهت انتشار [۱۰۰]

انرژی (keV) (PKA)	۵/۰	۱	۵/۱	۲
شیب نمودار MSD	۰۰۲۳/۰	۰۰۲۳/۰	۰۰۲۳/۰	۰۰۲۳/۰
ضریب پخش	۴-e ۸/۳	۴-e ۸/۳	۴-e ۸/۳	۴-e ۸/۳

جدول (۲) محاسبه ضریب پخش در جهت‌های انتشار مختلف PKA با انرژی ۱ keV

زاویه انتشار PKA	[۰ ۰ ۱]	[۵ ۳ ۱]	[۱ ۴ ۴]	[۰ ۲ ۷]
شیب نمودار MSD	۰۰۲۳/۰	۰۰۲۳/۰	۰۰۲۲/۰	۰۰۲۲/۰
ضریب پخش	۴-e ۸/۳	۴-e ۸/۳	۴-e ۶/۳	۴-e ۶/۳

۴. بحث و نتیجه گیری:

سوسوزن‌های NaI یکی از پرکاربردترین مواد در حوزه‌ی آشکارسازی پرتوها هستند. این مواد ساختار بلوری منظمی دارند. مشخصه‌های این مواد به خصوص مشخصه‌ی اپتیکی که برای این مواد از اهمیت فراوانی برخوردارند، به این نظم ساختاری بستگی دارد. با برخورد پرتوهای نوترون یا پروتون با اتم‌های این مواد، در صورتی که انرژی بیشتر از انرژی آستانه جابجایی به اتم انتقال دهند، منجر به جابجایی‌های اتمی و در نتیجه آن نقص‌هایی در ساختار بلور می‌شوند. در این پژوهش انرژی آستانه جابجایی اتم‌های Na و I به ترتیب ۳۳/۶ eV و ۵۵/۸ eV محاسبه شد. همچنین در این پژوهش بررسی شد، جابجایی‌های پس



از به تعادل رسیدن نقص‌هایی در شبکه بلور ایجاد می‌کنند که تعداد آن و توانایی پیش‌بینی این تعداد دارای اهمیت است. با مدل ارائه شده در این پژوهش می‌توان پیش‌بینی از تعداد نقص‌ها به ازای انرژی PKA داشت.

در این پژوهش مشخص شد بر خلاف سوسوزن CsI که نقص‌های جانشینی از اهمیت بیشتری نسبت به زوج فرنکل برخوردار است [۱۱]، در سوسوزن NaI اهمیت چندانی ندارد و این زوج فرنکل‌ها هستند که دارای اهمیتند. در این پژوهش همچنین ضریب پخش ماده قبل و بعد از حرکت PKA بررسی شد. نتایج نشان داد که حرکت PKA منجر به افزایش حدود ۲۰۰ برابری ضریب پخش می‌شود. این تغییر در ضریب پخش تأثیرپذیری چندانی از انرژی PKA و جهت انتشار آن در ماده نداشت. افزایش ضریب پخش به دلیل برخورد PKA نشان می‌دهد، تحرک اتمی افزایش یافته است، که ممکن است منجر به جابجایی اتمی بیشتر و تجمع نقص در مناطق خاصی از ساختار کریستالی شود. تجمع طولانی مدت این عیوب ممکن است کیفیت کریستال را بدتر کند و خواص سوسوزن را تغییر دهد و در نهایت عملکرد آشکارسازی پرتو را دچار اختلال کند. از طرف دیگر، ضریب پخش بالا برای بازیابی و بهبود مواد معیوب مفید است. از طریق بازپخت، ما قادریم تا حدی یک کریستال آسیب دیده با ضریب پخش بالا را بازیابی کنیم.

۵. مراجع:

- [۱] G.S. Was, Fundamentals of radiation materials science: Metals and alloys, second edition, ۲۰۱۶. <https://doi.org/10.1007/978-1-4939-3438-6>.
- [۲] S.M. Zamzamian, S.A. Hossein Fegghi, M. Samadfam, A study on the mobility of $\langle 111 \rangle \{01\bar{1}\}$ edge dislocation in low-carbon α -Fe and its interactions with damage cascade: On picosecond time scale using molecular dynamics simulations, J. Nucl. Mater. ۵۲۷ (۲۰۱۹) ۱۵۱۸۰۶. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2019.151806>.
- [۳] A. Stukowski, Visualization and analysis of atomistic simulation data with OVITO-the Open Visualization Tool, Model. Simul. Mater. Sci. Eng. (۲۰۱۰). <https://doi.org/10.1088/0965-0393/18/1/015012>.
- [۴] Y. Liu, T. Zhu, J. Yao, X. Ouyang, Simulation of Radiation Damage for Silicon Drift Detector, Sensors ۱۹ (۲۰۱۹). <https://doi.org/10.3390/s19081767>.
- [۵] Z. Zhang, M. Li, K. Chen, Q. Zhao, M. Huang, X. Ouyang, Effects of irradiation defects on the electronic structure and optical properties of LiI scintillator, Opt. Mater. (Amst). ۱۱۲ (۲۰۲۱) ۱۱۰۷۲۷. <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2020.110727>.
- [۶] S.M. Zamzamian, S.A. Fegghi, M. Samadfam, Theoretical and computational investigation on the radiation-induced point defects in cementite: Picosecond timescale, J. Nucl. Mater. ۵۴۳ (۲۰۲۱) ۱۵۲۵۸۲. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2020.152582>.
- [۷] X.W. Zhou, F.P. Doty, Embedded-ion method: An analytical energy-conserving charge-transfer interatomic potential and its application to the La-Br system, Phys. Rev. B ۷۸ (۲۰۰۸) ۲۲۴۳۰۷.
- [۸] M.J. Baniselman, S. Park, T. Oda, Evaluation of the threshold displacement energy in tungsten by molecular dynamics calculations, J. Nucl. Mater. ۴۹۵ (۲۰۱۷) ۲۷۷-۲۸۴. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2017.08.019>.



[۹] B. Dacus, B. Beeler, D. Schwen, Calculation of threshold displacement energies in UO_2 , J. Nucl. Mater. ۵۲۰ (۲۰۱۹) ۱۵۲-۱۶۴.
<https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2019.04.002>.

[۱۰] K. Nordlund, J. Wallenius, L. Malerba, Molecular dynamics simulations of threshold displacement energies in Fe, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms ۲۴۶ (۲۰۰۶) ۳۲۲-۳۳۲.
<https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nimb.2006.01.003>.

[۱۱] M.H. Rahimi, S.A.H. Fegghi, H. Jafari, S.M. Zamzamian, Atomistic study for comprehensive modeling of neutron-induced displacement damage in CsI crystals, Acta Mater. ۲۸۴ (۲۰۲۰) ۱۲۰۶۲۸. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.actamat.2020.12.062>.

[۱۲] A. Einstein, Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen, Ann. Phys. ۴ (۱۹۰۵).

[۱۳] M. Von Smoluchowski, Zur kinetischen theorie der brownschen molekularbewegung und der suspensionen, Ann. Phys. ۳۲۶ (۱۹۰۶) ۷۵۶-۷۸۰.



تابع کرولیتور سه-جسمی در برهمکنش یونهای سنگین (کد مقاله : ۱۲۴۹)

شیرین عظیمی بزدی^۱، محسن^۱-اظمینان، فیصل^۱
دانشگاه بیرجند، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده:

در دهه گذشته، استفاده از تکنیک فمتوسکوپی برای مطالعه برهمکنش‌های هادرونی که قبلاً دسترسی به آنها از طریق آزمایش‌های پراکندگی دشوار بود، به طور چشمگیری افزایش یافته است. فواصل بین ذرات در برخوردهای پروتون-پروتون در برخورد دهنده‌های هادرون‌های پرنرژی (LHC) در حد fm است، که شرایط مناسب را برای اندازه‌گیری برهمکنش قوی فراهم می‌کند. گام طبیعی بعدی گسترش این تکنیک به بررسی برهمکنش سه-جسمی (سه هادرونی) است. برهمکنش سه باریون، به ویژه $p-p-p$ و $p-p-\Lambda$ ، مورد توجه فیزیکدانان هسته‌ای هستند، زیرا برای درک بهتر هسته‌ها و سامانه‌های مقید کمک شایانی می‌کنند. هدف ما توسعه روشی است که در آن تابع موج پراکندگی برهمکنش سه-جسمی را برای استفاده در محاسبات فمتوسکوپی مورد استفاده قرار داد. باید اشاره کنیم که این کار به تازگی به عنوان موضوع رساله دکترای م. ش انتخاب شده است و در مرحله‌ی مطالعه است و هنوز به نتایج ملموسی منجر نشده است و این کار در حقیقت گزارشی از اهداف رساله دکترای م. ش است.

کلمات کلیدی: تابع کرولیتور سه-جسمی، فمتوسکوپی، برهمکنش هادرونی

Three-body correlation function in heavy ions interaction

Shirinazimi bezdi, Mohsen^{۱*}, Etminan, Faisal^۱

^۱. Birjand University, Faculty of Basic Sciences, Physics group

Abstract:

In the last decade, the use of femtoscopic techniques to study hadronic interactions, which were previously difficult to access through scattering experiments, has increased dramatically. The distances between particles in proton-proton collisions in the High-Energy Hadron Collider (LHC) are on the order of fm ^۱, which provides suitable conditions for measuring the strong interaction. The next natural step is to extend this technique to investigate the three-body (three-hadron) interaction. The interaction of three baryons, especially $p-p-p$ and $p-p-\Lambda$, are of interest to nuclear physicists because they help to better understand nuclei and bound systems. Our goal is to develop a method that utilizes the three-body interaction scattering wave function for use in femtoscopic calculations. We should mention that this work was recently presented as the subject of M.Sh been selected and is in the study stage and has not yet led to concrete results, and this work is actually a report of the objectives of M.Sh doctoral dissertation.

Key words: Three-body corlator function, femtoscopic, hadronic interaction



۱. مقدمه:

یکی از سوالات باقی‌مانده در فیزیک هسته‌ای، دینامیک سامانه‌های چند-جسمی است. اولین آزمایش‌های پراکندگی امکان جدیدی را برای مطالعه برهمکنش‌های نوکلئون-نوکلئون باز کرد و تئوری‌های متعددی برای ارزیابی پتانسیل‌های دو جسمی مربوطه ایجاد شد. با این حال، مطالعات بعدی روی سامانه‌های سه-جسمی‌ای مانند هسته‌ها و ابرهسته‌ها منجر به شکست شد. چه چیزی منجر به شکست شد؟ انرژی‌های بستگی هسته‌های مشاهده شده را نمی‌توان تنها با استفاده از پتانسیل‌های دو جسمی به خوبی توضیح داد. مقدار انرژی بستگی کمتر در هسته‌ها [۱] و بیش از حد در ابرهسته‌ها مشاهده شد. علاوه بر این، اندازه‌گیری‌های هسته‌های غنی از نوترون نشان داد که پتانسیل‌های برهمکنش دو جسمی موجود نمی‌توانند موقعیت خط ناپایداری نوترون را توضیح دهند. این انگیزه موجب افزایش علاقه‌مندی نظری به مسئله چند-جسمی شده است [۲].

از جنبه تئوری، فوجیتا و میازاوا قبلاً در سال ۱۹۵۶ برهمکنش‌های سه-جسمی واقعی را پیشنهاد کردند [۳]. آنها پیشنهاد کردند که تبادل دو پیون در سامانه سه-نوکلئونی می‌تواند منجر به برانگیختگی حالت تشدید $\Delta(1956)$ شود. امروزه، چندین پتانسیل پدیدارشناختی سه-جسمی و همچنین محاسبات از کایرال EFT و اولین تلاش‌های بر اساس کوانتوم کرومودینامیک شبکه‌ای وجود دارد [۴و۵]. پتانسیل‌های موجود می‌توانند بیشتر مشاهدات تجربی را پس از تطبیق با داده‌ها بازتولید کنند. با این حال، نشان داده شده که داده‌های موجود برای محدود کردن برهمکنش سه-جسمی کافی نیست، زیرا پتانسیل‌های حاصل به شدت به برهمکنش‌های فرضی دو جسمی و اثرات چند-جسمی در هسته‌ها وابسته هستند. رویکردهای تجربی جدید برای پیشبرد زمینه مطالعات برهمکنش سه-جسمی ضروری است [۴و۵].

فمتوسکوپی^{۵۰} دو جسمی

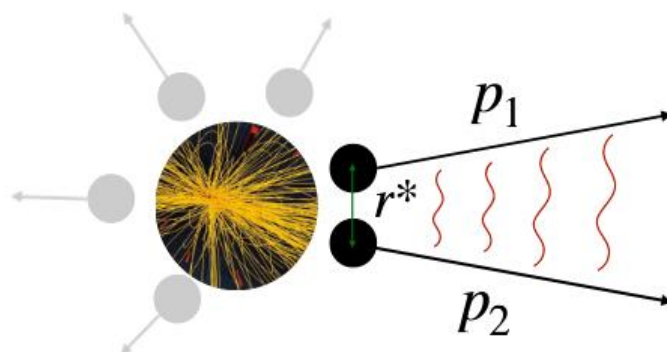
آزمایش‌های پراکندگی برای مطالعه برهمکنش‌های دو-جسم به بیم یا هدفی از ذرات مورد نظر نیاز دارد. چنین تنظیماتی برای یک سامانه $p-p$ به راحتی قابل دستیابی است و یک پایگاه داده وسیع در دسترس است. با این حال، حتی برای چنین سامانه شگفت (ماده یا برهمکنشی که شامل کوارک شگفت است) $S = -1$ مانند $p-\Lambda$ ، این امر پیچیده می‌شود. یک رویکرد تجربی جایگزین برای پیشرفت در زمینه فیزیک هسته‌ای ضروری بود. فمتوسکوپی تکنیکی است که همبستگی دو ذره را در فضای تکرانه به برهمکنش حالت نهایی $(FSI)^{۵۱}$ و ناحیه انتشار ذرات مرتبط می‌کند. در روزهای اولیه، از تکنیک فمتوسکوپی برای اندازه‌گیری جفت هادرون استفاده می‌شد، که برهمکنش برای آن بسیار شناخته شده است، با هدف محدود کردن چشمه انتشار ذرات در برخورد‌های یون سنگین فوق‌نسبیتی^{۵۲} استفاده شد. یک بررسی ارزشمند عالی در مورد چنین کاربرد فمتوسکوپی را می‌توان در مرجع [۷] یافت. با این حال، در دهه گذشته روش یا دیدگاه^{۵۳} اصلی در مطالعه فمتوسکوپی تغییر کرده یا به نوعی معکوس شده است [۷]. همبستگی‌های فمتوسکوپی اکنون در سامانه‌هایی با اندازه شناخته شده برای دسترسی به اطلاعات مربوط به FSI اندازه‌گیری می‌شود. چنین رویکردی به عنوان فمتوسکوپی غیرسنتی نیز شناخته می‌شود. ایده فمتوسکوپی این است که اگر ذرات در یک برخورد نزدیک در فضای فاز تولید شوند، ممکن است FSI را تجربه کنند و اندازه حرکت آنها همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است با هم مرتبط می‌شوند.

^{۵۰}femtосcopy

^{۵۱}FSI(Final State Interaction)

^{۵۲}ultra relativistic heavy ions

^{۵۳}paradigm



شکل ۱- تولید دو ذره در چشمه با اندازه حرکت p_1 و ذره دوم p_2 که در فاصله r^* از هم قرار دارند که در برخورد پر انرژی پروتون-پروتون تولید می شوند [۷].

تابع هم پوشانی^۴ تکانه دو ذره $[8, 7]$ به عنوان احتمال یافتن همزمان دو ذره با تکانه p_1 و p_2 تقسیم بر احتمالات تک ذره تعریف می شود:

$$(1) \quad C(p_1, p_2) \equiv \frac{P(p_1, p_2)}{P(p_1)P(p_2)}$$

که در آن این احتمالات با طیف تغییر ناپذیر لورنتز شامل $P(p_i) \propto E_i \frac{d^3 N_i}{d^3 p_i}$ و $P(p_1 p_2) \propto E_1 E_2 \frac{d^6 N}{d^3 p_1 d^3 p_2}$ به طور تجربی، تابع هم پوشانی فمتوسکویی به شرح زیر است:

$$(2) \quad C(p_1, p_2) = C(k^*) = N \frac{(N_s \cdot k^*)}{N_m(k^*)}$$

که در آن p_i تکانه ذره i ، N_s و N_m به ترتیب رویداد یکسان و رویداد مختلط هستند، k^* تکانه نسبی در چارچوب ساکن جفت $k^* = |p_1^* - p_2^*|/2$ و N یک ثابت بهنجارسازی است. توزیع رویداد یکسان با ایجاد تمام ترکیبات ممکن از دو ذره در یک رویداد به دست می آید. در مقایسه، توزیع رویداد مخلوط با گرفتن دو ذره از دو اثر متفاوت به دست می آید. در حالی که رویداد مختلط شامل اثرات FSI نمی شود، برای فضای فاز موجود در برخورد به حساب آورده می شود. از جنبه تئوری، تابع هم پوشانی را می توان از طریق رابطه کونین-پرات^۵ به صورت

^۴correlation function

^۵Koonin-Pratt



$$(3) \quad C(k^*) = \int d^3r^* S(r^*) |\psi(r^*.k^*)|^2$$

بیان کرد [۹،۱۰]. که در آن $S(r^*)$ مربوط به توزیع فواصل نسبی جفت‌ذرات در چارچوب سکون جفت است، به اصطلاح تابع چشمه و $\psi(r^*.k^*)$ تابع موج است. حرکت نسبی جفت ذره تابع موج به طور کلی به تمام اصطلاحات برهمکنش ممکن: آمار کوانتومی، برهمکنش کولن، و برهمکنش قوی هسته‌ای بین هادرون‌ها بستگی دارد. اگر FSI برای جفت ذره داده شده وجود نداشته باشد، تابع هم‌پوشانی برابر با یک خواهد بود. اگر ذرات مورد نظر فرمیون باشند، تابع موج نسبی آنها باید پادمتقارن باشد و در نتیجه تابع هم‌پوشانی کاهش یابد. برعکس این برای یک جفت بوزون صادق است. چنین تأثیری به فاصله نسبی بین ذرات بستگی قابل توجهی دارد. برهمکنش کولن برای جفت ذره با بار مخالف از نوع جاذبه است و بنابراین منجر به یک تابع هم‌پوشانی بالاتر از واحد می‌شود، و اثر عکس برای جفت ذره با بار مشابه مشاهده می‌شود. از آنجایی که برهمکنش کولن دور برد است، اثرات آن بر توابع هم‌پوشانی به شدت به فاصله نسبی بین ذرات وابسته نیست. در نهایت، اینکه چگونه تابع هم‌پوشانی تحت تأثیر برهمکنش قوی قرار می‌گیرد، به پتانسیل آن بستگی دارد. هدف مطالعات فمتوسکوپي محدود کردن تابع موج نسبی جفت و در نتیجه پتانسیل بین دو ذره است. برای مدل‌سازی یک تابع هم‌پوشانی به روشی برای محاسبه تابع موج نسبی برای یک پتانسیل معین نیاز است. ساده‌سازی چنین کاری توسط لدنیک و لیوبوشیتس^{۵۶} پیشنهاد شد [۸]. مدل آنها یک شکل تحلیلی از تابع هم‌پوشانی مربوط به راه‌حل مجانبی تابع موج برای برهمکنش الاستیک به دست آمده با بسط دامنه مؤثر از تئوری پراکندگی ارائه می‌کند. چنین راه‌حل تابع موجی را می‌توان به صورت مجموع موج آزاد ورودی و یک موج کروی خروجی اصلاح شده نوشت:

$$(4) \quad \psi(k^*.r^*) = e^{ik^*.r^*} + f(k^*) \frac{e^{ik^*.r^*}}{r^*}$$

که در آن دامنه پراکندگی برای موج S به صورت

$$(5) \quad f_s(k^*) \approx \left(\frac{1}{f_0} + \frac{1}{2} d_0 k^{*2} - ik^* \right)^{-1}$$

داده شده است. در اینجا f طول پراکندگی^{۵۷} است و d برد مؤثر^{۵۸} است. با استفاده از این تقریب، معادله را می‌توان با فرض یک تابع منبع ایستا و متقارن کروی که توسط تابع گاوسی^{۵۹} با پهنای r توصیف شده است، حل کرد. این منجر به فرمول لدنیک و لیوبوشیتس (LL) می‌شود [۱۱]. در مورد برخوردهای $p-p$ ، که اندازه منبعی در حدود $1-2 fm$ دارند و یک تقریب به طور کامل مجانبی داده‌ها را به طور رضایت بخشی توصیف نمی‌کند. برای این منظور، لدنیک یک فرمول بهبود یافته با ضریب

$$\text{تصحیح} = \frac{d^s}{2\sqrt{\pi}r} - 1 \text{ ارائه کرد:}$$

^{۵۶}Lednický and Lyuboshitsny

^{۵۷}scattering length

^{۵۸}effective range

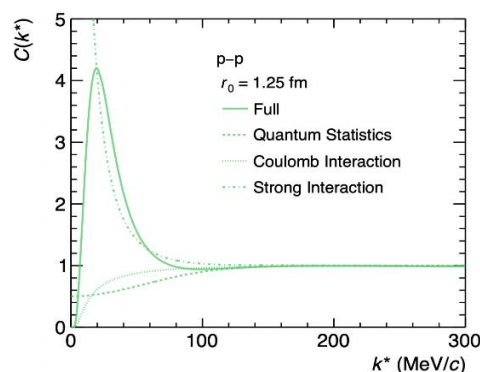
^{۵۹}Gaussian function



$$(7) \quad C(k^*) = 1 + \frac{1}{2} \left| \frac{fs(k^*)}{r_0} \right|^2 \left(1 - \frac{d_0^s}{2\sqrt{\pi r_0}} \right) + \frac{2\Re fs(k^*)}{\sqrt{\pi r_0}} F_1(2k^* r_0) - \frac{\Im fs(k^*)}{r_0} F_2(2k^* r_0)$$

که در آن $F_1(2k^* r_0)$ و $F_2(2k^* r_0)$ توابع تحلیلی به فرم $F_1(z) = \frac{1}{z} \left(1 - e^{-z} \right)$ و $F_2(z) = \frac{e^{-z}}{z} \int_0^z e^{x^2} dx$ هستند. با این حال، این تقریب برای فواصل بسیار کوچک دقیق نیست، فقط موج S را در نظر می‌گیرد و فرض می‌کند که ذرات برهمکنش نقطه مانند هستند و بنابراین نمی‌توانند برای همبستگی‌هایی مانند $p-d$ استفاده شوند.

یک تابع هم‌پوشانی نمونه به دست آمده در مرجع [۱۱] در شکل ۲ برای یک جفت $p-p$ برای یک منبع گاوسی با مقدار $r_0 = 1.25 \text{ fm}$ نشان داده شده است. از آنجایی که پروتون‌ها فرمیون هستند و تابع هم‌پوشانی در $k^* = 0 \text{ MeV}/c$ به 0.5 می‌رسد، برهمکنش کولن زیر یک و به سمت صفر می‌رود و برهمکنش قوی بالاتر از یک می‌رود. خط یکپارچه نشان‌دهنده تابع همبستگی زمانی است که همه برهمکنش‌ها در محاسبه گنجانده شوند. در اینجا از پتانسیل Argonne v18 برای برهمکنش قوی استفاده شده است.



شکل ۲- تابع هم پوشانی $p-p$ [۱۱]. هنگامی که پتانسیل دافعه باشد، هم‌پوشانی کاهش می‌یابد و هنگامیکه پتانسیل جاذبه باشد، هم‌پوشانی افزایش می‌یابد.

۲. روش کار:

تابع موج کل سه-جسمی سیستم $\Psi^{JM}, \alpha+Y+Y$ به صورت جمع سه مولفه Ψ_i^{JM} نوشته می‌شود:

$$(1) \quad \Psi^{JM} = \sum_{i=1}^3 \Psi_i^{JM}(x_i, y_i)$$

معادلات فدیو سه تابع موج جزء Ψ_i^{JM} را تعریف می‌کند، به طوری که تابع موج سه-جسمی کامل بصورت زیر است:

$$(2) \quad \Psi^{JM} = \Psi_1^{JM}(x_1, y_1) + \Psi_2^{JM}(x_2, y_2) + \Psi_3^{JM}(x_3, y_3)$$



در اینجا، مولفه‌های Ψ_i تابعی از جفت‌های مختصات ژاکوبی «طبیعی» خود هستند (مانند شکل ۱)، و راه‌حل‌های معادلات جفت شده فدیو هستند:

$$\begin{aligned} (3) \quad (T_i + h + V_i - E)\Psi_1^{JM} &= -V_i(\Psi_2^{JM} + \Psi_3^{JM}) \\ (T_i + h + V_i - E)\Psi_1^{JM} &= -V_i(\Psi_2^{JM} + \Psi_3^{JM}) \\ (T_i + h + V_i - E)\Psi_1^{JM} &= -V_i(\Psi_2^{JM} + \Psi_3^{JM}) \end{aligned}$$

این معادلات شامل $h = \sum_i h_i$ ، مجموع همیلتون‌های ذاتی هر ذره h_i ، انرژی‌های جنبشی نسبی در هر مجموعه مختصات $T_i = T_{xi} + T_{yi}$ و دو برهم‌کنش بدن بین جفت متناظر $V_i = V_{jk}(r_{jk})$ است (هر دو کولن و برهم‌کنش هسته‌ای). شاخص‌های i, j, k به ترتیب دایره‌ای از (۳، ۲، ۱) عبور می‌کنند. شاخص‌های i, j, k به ترتیب جایگشت دایره‌ای ۳، ۲، ۱ انتخاب می‌شوند. معمولاً مرسوم است که مختصات ژاکوبی که نسبت به انتقال در فضا ناورداست، معرفی و استفاده شود. اگر m_i و r_i جرم و مکان ذره‌ی i باشند، سه مجموعه‌ی ممکن از مختصات ژاکوبی (x_i, y_i) عبارتند از:

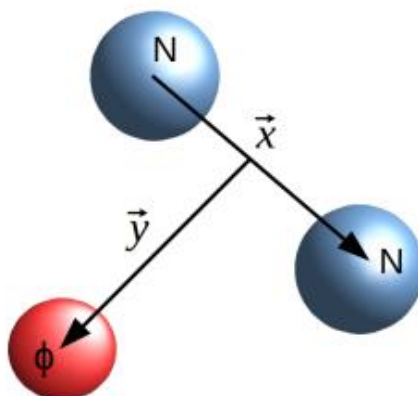
$$(4) \quad x_i = \sqrt{A_{jk}} r_{jk}, \quad y_i = \sqrt{A_{(jk)i}} r_{(jk)i}$$

$$(5) \quad r_{jk} = r_j - r_k, \quad r_{(jk)i} \left(r_i - \frac{A_j r_j + A_k r_k}{A_j + A_k} \right)$$

که در آن r_{jk} فاصله‌ی بین هر جفت از ذرات است و $r_{(jk)i}$ فاصله‌ی بین مرکز جرم جفت و سومین ذره‌ی مربوطه است. جرم‌های کاهش یافته به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$(6) \quad A_{jk} = \frac{A_j A_k}{A_j + A_k}, \quad A_{(jk)i} = \frac{(A_j + A_k) A_i}{A_i + A_j + A_k}$$

که در آن $A_i = \frac{m_i}{m}$ ، $i, j, k \in (1, 2, 3)$ با $m = 1 \text{ a.m.u}$ و مقدار جرم ذره i در a.m.u است. سه مجموعه‌ی ژاکوبی با تعداد جایگشت زوج از $\{i, j, k\}$ تعیین می‌شوند. برای سهولت، آن‌ها به گونه‌ای تعریف می‌شوند که مجموعه‌ی ژاکوبی براساس مختصات x ذره‌ی بیرونی نامگذاری می‌شوند (شکل ۳). در سامانه‌ای که ما در این کار در نظر گرفته ایم چون دو ذره یکسان هستند فقط دو مختصات ژاکوبی مستقل خواهیم داشت.



شکل ۳- مجموعه مختصات ژاکوبی در روش فدیو.

در روش HH توابع موج سه-جسمی $\psi_{JM}^T(x, y)$ در نمایش LS به صورت زیر است:

$$(7) \quad \psi_{JM}^T(x, y) = \rho^{-5/2} \sum_{\beta} \chi_{n\beta}^M(\rho) \gamma_{JKLM}^{l_x l_y}(\Omega_5) X_{TM_T}$$

که در آن $\chi_{n\beta}^M(\rho)$ تابع موج ابرشعاعی است و،

$$(8) \quad \gamma_{JKLM}^{l_x l_y}(\Omega_5) = [y_{KLM}^{l_x l_y}(\Omega_5) X_s]_{JM}$$

توابع پایه ای ابرهارمونیک $y_{KLM}^{l_x l_y}(\Omega|\delta)$ که بخشی از همبستگی شعاعی را استخراج می کند، تابعی از پنج زاویه ای قطبی ابرکروی $\Omega_\delta = (\alpha, \varphi, \psi)$ که $\alpha = \tan^{-1} \frac{x}{y}$ است، می باشد. X_s تابع اسپینی و ایزواسپینی دو نوکلئون جفت-شده است. l_x و l_y به ترتیب گشتاور زاویه ای مداری مربوط به مختصات ژاکوبی x و y هستند، $l = l_x + l_y$ تکانه ای زاویه ای مداری کل است. اعداد کوانتومی دیگر، تکانه ای مداری کل L و تصویر آن M هستند. عدد کوانتومی اضافی $K = l_x + l_y +$ $2n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) مرتبط به α است که ابرتکانه ۶۰ نامیده می شود،

$$(9) \quad y_{KLM}^{l_x l_y}(\Omega_5) = \psi_k^{l_x l_y}(\alpha) [Y_{l_x}(\hat{x}) \cdot Y_{l_y}(\hat{y})]_{LM}$$

قسمت ابرزاویه ای HH (وابسته به α) دارای شکل صریح زیر است:

$$(10) \quad \psi_k^{l_x l_y}(\alpha) = N_k^{l_x l_y} (\sin \alpha)^{l_x} (\cos \alpha)^{l_y} P_n^{l_x+1/2, l_y+1/2}(\cos 2\alpha)$$



که در آن $P_n^{\alpha\beta}$ چند جمله‌ای ژاکوبی است، $N_k^{l_x l_y}$ ضریب بهنجارش و $n = (k - l_x - l_y)/2$ است. معمولاً کمیت $\Omega_i = (\alpha_i, \hat{x}_i, \hat{y}_i)$ برای وابستگی زاویه‌ای معرفی می‌شود و بنابراین Ω_i, ρ نشان دهنده‌ی مجموعه‌ی کامل از مختصات ابرکروی است.

اگر رابطه‌ی ۴ در کانال β بازنویسی شود، خواهیم داشت:

$$(11) \quad \psi_{JM}^T = \rho^{-5/2} \sum_{\beta} \chi_{n\beta}^J(\rho) \gamma_{\beta JM}(\Omega_5) X_{T M_T}$$

که در آن n نشان دهنده‌ی ویژه حالت مرتبط با ویژه مقدار ε_{nJ} است. خلاصه نویسی $\beta \equiv \{K, l_x, l_y, L, S_x, j_{ab}\}$ مجموعه‌ای از اعداد کوانتومی به نام کانال است. S_x اسپین ذرات مربوط به مختصات x و j_{ab} جفت شدن $j_{ab} = l + S_x$ ناشی می‌شود. اگر I اسپین ذره سوم را نشان دهد که فرض می‌شود ثابت است، تکانه‌ی زاویه‌ای کل J با $J = j_{ab} + I$ داده می‌شود

توابع ابرشعاعی $\chi_{n\beta}^J(\rho)$ بر حسب توابع مربعی انتگرال پذیر بسط داده می‌شود:

$$(12) \quad \chi_{n\beta}^J(\rho) = \sum_{i=1}^{i_{max}} C_n^{i\beta J} U_{i\beta}(\rho)$$

معادلات فدیو به طور گسترده‌ای در فیزیک هسته‌ای و ذرات برای مطالعه سامانه‌های سه-جسمی استفاده می‌شوند. این معادلات به دلیل توانایی‌شان در توصیف دقیق برهمکنش بین سه -جسم، در بسیاری از مقالات پژوهشی مورد استفاده قرار گرفته‌اند [۱۳]. این محاسبات به درک بهتر تعاملات بین نوکلئون‌ها کمک می‌کنند و اطلاعات مهمی درباره نیروهای هسته‌ای فراهم می‌کنند. این معادلات برای مطالعه سامانه‌های سه-جسمی در فیزیک ذرات نیز به کار می‌روند، مانند سامانه‌های شامل سه کوارک که به تشکیل باریون‌ها منجر می‌شوند [۱۴].

روابط چند-جسمی شرودینگر و فدیو به اضافه‌ی روش مستقیم فضایی تکانه [۱۵] و یا هارمونیک‌های ابرکروی [۱۶]، و یا رهیافت‌های ناورد [۱۸، ۱۷] موفق بوده است. معادله‌های فدیو نیز با استفاده از روش‌های ابرکروی بی‌دررو [۱۹] حل شده است.

۳. بحث و نتیجه گیری:

ما قصد داریم که با بسط روشی جدید تابع های موج پراکندگی ذرات را با استفاده از مطالعه ی برهمکنش سه-جسمی از روش فدیو در بسط هماهنگ های کروی به دست آوریم و طول پراکندگی و برد موثر را نیز محاسبه کنیم. علاوه بر آن با استفاده از پتانسیل‌های جدید، بررسی تأثیر آن در تحلیل برهمکنش های سه-جسمی است.

۴. مراجع:

- [۱] A. Nogga, P. Navrátil, B. R. Barrett, and J. P. Vary. Spectra and binding energy predictions of chiral interactions for ^7Li . Phys. Rev. C, ۷۳:۰۶۴۰۰۲, Jun ۲۰۰۶. doi: ۱۰.۱۱۰۳/PhysRevC.۷۳.۰۶۴۰۰۲. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.73.064002>.



[۲] D. Lonardonì, S. Gandolfi, and F. Pederiva. Effects of the two-body and three-body hyperon-nucleon interactions in Λ -hypernuclei. *Phys. Rev. C*, ۸۷:۰۴۱۳۰۳, ۲۰۱۳. doi: ۱۰.۱۱۰۳/PhysRevC.۸۷.۰۴۱۳۰۳.

[۳] J. Fujita and H. Miyazawa. Pion Theory of Three-Body Forces. *Prog. Theor. Phys.*, ۱۷:۳۶۰-۳۶۵, ۱۹۵۷. doi: ۱۰.۱۱۴۳/PTP.۱۷.۳۶۰.

[۴] L. Šerkšnyte. Novel technique to access the strong interaction in three-body systems and Re-evaluated cosmic ray antinuclei fluxes. A thesis submitted in fulfilment of the requirements for the degree of Doctor of Natural Sciences in the TUM School of Natural Sciences, April, ۲۰۲۳.

[۵] Wikipedia. Standard Model, https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model, Accessed: ۷th Nov ۲۰۲۴.

[۶] Georges Aad et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, ۷۱۶: ۱-۲۹, ۲۰۱۲. doi: ۱۰.۱۰۱۶/j.physletb.۲۰۱۲.۰۸.۰۲۰.

[۷] Michael Annan Lisa, Scott Pratt, Ron Soltz, and Urs Wiedemann. Femtoscopy in relativistic heavy ion collisions. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, ۵۵:۳۵۷-۴۰۲, ۲۰۰۵. doi: ۱۰.۱۱۴۶/annurev.nucl.۵۵.۰۹۰۷.۰۴.۱۵۱۵۳۳.

[۸] R. Lednický and V. L. Lyuboshits. Final State Interaction Effect on Pairing Correlations Between Particles with Small Relative Momenta. *Sov. J. Nucl. Phys.*, ۳۵:۷۷۰, ۱۹۸۲.

[۹] S. E. Koonin. Proton pictures of high-energy nuclear collisions. *Phys. Lett. B*, ۷۰(۱):۴۳-۴۷, ۱۹۷۷.

[۱۰] S. Pratt, T. Csörgő, and J. Zimányi. Detailed predictions for two-pion correlations in ultrarelativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev. C*, ۴۲(۶):۲۶۴۶, ۱۹۹۰.

[۱۱] D. L. Mihaylov, V. Mantovani Sarti, O. W. Arnold, L. Fabbietti, B. Hohlweger, and A. M. Mathis. A femtoscopic Correlation Analysis Tool using the Schrödinger equation (CATS). *Eur. Phys. J. C*, ۷۸(۵):۳۹۴, ۲۰۱۸. doi: ۱۰.۱۱۴۰/epjc/s۱۰۰۵۲-۰۱۸-۵۸۵۹-۰.

[۱۲] Mihaylov Dimitar. Analysis techniques for femtoscopy and correlation studies in small collision systems and their applications to the investigation of p- Λ and Λ - Λ interactions with ALICE. PhD thesis, Technical University of Munich, ۲۰۲۱.

[۱۳] H. Witała, J. Golak, R. Skibiński, K. Topolnicki, H. Kamada, E. Epelbaum, W. Glöckle, H. Krebs, W. N. Polyzou, A. Nogga, "Three-nucleon force in relativistic three-nucleon Faddeev calculations", *Phys. Rev*, DOI: ۱۰.۱۱۰۳/PhysRevC.۸۳.۰۴۴۰۰۱

[۱۴] A. Deluva, "Faddeev-type calculation of three-body nuclear reactions including core excitation", *Phys. Rev. C* ۸۸, ۰۱۱۶۰۱(R) (۲۰۱۳)

[۱۵] D. R. & P. W. C. Lehman, "Shell structure of the $A=6$ ground states from three-body dynamics," *Physical Review C*, vol. ۲۸, no. ۱, p. ۳۶۴, ۱۹۸۳

[۱۶] M. V. D. B. V. F. D. B. J. M. T. I. J. & V. J. S. Zhukov, "Bound state properties of Borromean halo nuclei: ${}^6\text{He}$ and ${}^7\text{Li}$," *Physics reports*, vol. ۲۳۱, no. ۴, pp. ۱۵۱-۱۹۹, ۱۹۹۳.

[۱۷] V. I. P. V. N. R. K. D. V. V. T. & R. G. G. (. Kukulin, "Detailed study of the cluster structure of light nuclei in a three-body model (IV)," *Large space calculation for $A=6$ nuclei with realistic nuclear forces.*, vol. ۵۸۶, no. ۱, pp. ۱۵۱-۱۸۹, ۱۹۹۵.

[۱۸] S. K. H. & S. Y. Funada, "Halo structure and soft dipole mode of the ${}^6\text{He}$ nucleus in the $\alpha+n+n$ cluster model," *Nuclear Physics A*, vol. ۵۷۵, no. ۱, pp. ۹۳-۱۱۷, ۱۹۹۴.

[۱۹] D. V. J. A. S. & R. K. Fedorov, "Three-body halos. II. From two-to three-body asymptotics," *Physical Review C*, vol. ۵۰, no. ۵, p. ۲۳۷۲, ۱۹۹۴.



تعیین آهنگ انتشار سطحی گاز رادون در نمونه های خاک در منطقه مشهد- خراسان رضوی

(کد مقاله : ۱۲۵۸)

خانیکی، زینب* - ذبیحینپور، محمد - محمدی، سعید

دانشگاه پیام نور تهران، دانشکده علوم پایه ، گروه فیزیک.

چکیده:

هدف این مطالعه تعیین میزان انتشار گاز رادون در نمونه‌های خاک جمع آوری شده از مناطق مختلف شهر مشهد در منطقه خراسان رضوی- ایران است. اندازه‌گیری غلظت رادون با استفاده از آشکارساز آلفای جامد RTM1688 ساخته شده در شرکت آلمانی ساراد انجام گردید. نتایج بدست آمده برای آهنگ انتشار جرمی رادون در نمونه های خاک از $mBqkg^{-1}h^{-1}$ تا 0.78 تا 6.21 متفاوت است. همچنین میزان انتشار سطحی رادون برای این نمونه‌ها در بازه $mBqm^{-2}h^{-1}$ تا 8.165 تا 69.102 بدست آمد. اطلاعات این پژوهش میتواند به منظور تعیین پرتوهای مضر محیط زیست بر انسان و اطلاعات در مورد بهداشت محیط مورد بررسی استفاده گردد.

واژه های کلیدی: گاز رادون، آهنگ انتشار سطحی، نمونه خاک، رادون داخلی.

Determination of radon exhalation rates from the soil of sample residential areas in Mashhad- Khorasn Razavi.

Zeinab, Khaniki*, Mohammad, Zabihinpour, Saeed, Mohammadi

Payame Noor University, Tehran, IRAN Department of physics.

Abstract

The aim of this study is to determine the amount of radon gas emission in soil samples collected from different areas of Mashhad in Razavi Khorasan region - Iran. Radon concentration was measured using RTM1689 solid state alpha detector made in German Sarad company. The results obtained for radon mass exhalation in soil samples are different from $0.78 mBqkg^{-1}h^{-1}$ to $6.21 mBqkg^{-1}h^{-1}$. The surface radon exhalation rate for these samples ranged from $8.165 mBqm^{-2}h^{-1}$ to $69.102 mBqm^{-2}h^{-1}$. The information from this study can be used to determine the harmful radiation of the environment on humans and information about the health of the studied environment.

Keywords: Radon, Exhalation rate, soil sample, Indoor Radon.



۱- مقدمه:

حدود ۵۵ درصد از دوز تابش طبیعی دریافتی توسط انسان، از گاز رادون و دخترهسته‌های آن می‌باشد. توجه به این موضوع به دلیل مخاطرات آن برای سلامتی، حائز اهمیت می‌باشد [۱]؛ بررسی آماری نتایج پژوهش‌های انجام شده درباره قرار گرفتن در معرض غلظت‌های بالای گاز رادون و دختر هسته‌های آن برای مدت زمان طولانی، نشان از اثرات پاتولوژیکی مانند آسیب به اندام‌های تنفسی و بروز سرطان ریه دارند [۲].

ایزوتوپ‌های رادون از جمله عناصر رادیواکتیو طبیعی هستند که در محیط از واپاشی ایزوتوپ‌های رادیواکتیو رادیوم، که خود محصول چرخه فروپاشی هسته‌های ^{238}U ، ^{235}U و ^{232}Th می‌باشند، تولید می‌شوند. از این رو رابطه مستقیمی میان غلظت اورانیوم و توریم موجود در انواع خاک و مقدار گاز رادون متصاعد شده از آن خاک، وجود دارد [۳]. پژوهش‌های گذشته نشان داده‌اند که به طور متوسط در سراسر جهان ۶۰ درصد گاز رادون موجود در محیط‌های داخلی، از زمین و خاک اطراف ساختمانها ایجاد می‌شود [۴]. از این رو؛ برای کنترل غلظت گاز رادون، باید ترکیبات زمینشناسی رادونزای منطقه، مشخص شود. در ایران، تحقیقات مرتبط با گاز رادون موجود در محیط زیست، نسبتاً دیر شروع شده و پژوهش‌های موجود در این زمینه با توجه به وسعت کشور، ناچیز است و همچنین تعیین گاز رادون در محیط‌های داخلی به‌صورت کاربردی انجام نشده است [۵-۷]. با این وجود بررسی‌های منطقه‌ای زمین شناسی در چند منطقه انجام شده و برخی از داده‌های رادیولوژیکی، مانند میزان اورانیوم، توریم و نحوه توزیع در بافت خاک در دسترس می‌باشند [۸-۱۲]. راه‌های موثر انتقال ^{222}Rn از خاک به سطح، به طور مستقیم به اندازه و شکل فضای اشغال شده توسط گاز در درون خاک مربوط است و غلظت گاز رادون در منافذ عمیق خاک، به طور مستقیم به مقدار رادیوم خاک، آهنگ تولید رادیوم و رطوبت خاک بستگی دارد. نزدیک بودن مواد حاوی اورانیوم غنی شده به سطح زمین، باعث افزایش آهنگ انتشار گاز رادون می‌شود.

بر اساس مطالعات اپیدمیولوژیک انجام شده، می‌توان نشان داد که افزایش مقدار گاز رادون در محیط داخلی منازل می‌تواند خطراتی برای سلامتی ایجاد کند [۱۳]. این تحقیقات نشان می‌دهند که ریسک نسبی ابتلا به سرطان ریه افزایشی به اندازه ۱/۳۳ به ازای هر 200 Bqm^{-3} و خطر نسبی نیز افزایشی حدود ۰/۱۵ تا ۰/۲ به ازای هر 100 Bqm^{-3} خواهد داشت [۱۴]. در ایران، تعدادی پژوهش در مورد غلظت گاز رادون و آهنگ انتشار گاز رادون از خاک و مصالح ساختمانی انجام شده است. به عنوان مثال در سال ۱۳۹۷ ذبیحین پور در پژوهشی اندازه‌گیری و مدلسازی توزیع و تراکم رادون در فضاهای سرپوشیده را بررسی نمود. در سال ۱۳۹۸، مولوی و ذبیحین پور در پژوهشی نقش تهویه طبیعی در کاهش غلظت رادون داخلی را بررسی کردند و در سال ۱۴۰۰ ذبیحین پور و محمدی، آهنگ انتشار سطحی رادون از چند نمونه مصالح ساختمانی در منطقه مشهد را اندازه‌گیری کردند. همچنین در سال ۱۴۰۱ و ۱۴۰۲ ذبیحین پور و خانیکی در دو پژوهش مجزا آهنگ انتشار سطحی رادون از سنگ‌های معادن منطقه مشهد و آهنگ انتشار گاز رادون و تورون از برخی مصالح ساختمانی را بررسی کردند [۱۴-۱۷].

۲- مواد و روشها

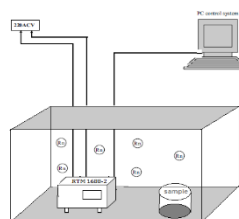
در این پژوهش، شهر مشهد در شمال شرقی ایران به عنوان منطقه مورد مطالعه انتخاب گردید. نمونه‌های خاک در فاصله زمانی خرداد تا مرداد (به دلیل کمتر بودن رطوبت در هوا و افزایش میزان رادون جهت کاهش خطا در اندازه‌گیری) در سال ۱۴۰۰ از ۵ محله مختلف این شهر و به تعداد ۵۰ نمونه سطحی از خاک خشک این پنج محله جمع‌آوری شد. در هر محل



نمونه‌برداری، با درجه‌بندی محل، بسته به مساحت محل، یک منطقه ۳۰ در ۳۰ سانتی‌متری در چهار تا شش نقطه علامت‌گذاری شد. لایه‌های بالایی خاک که حاوی زباله‌هایی بودند که هنوز تجزیه نشده‌اند، حذف شدند. نمونه‌های خاک با استفاده از یک ابزار نمونه‌گیری که قبل از جمع‌آوری هر نمونه کاملاً تمیز و خشک شده بود، تا عمق ۵ سانتی‌متر جمع‌آوری شدند. نهایت دقت در استخراج مقاطع خاک به کار گرفته شد تا از مخلوط شدن یا آلودگی‌های احتمالی در هنگام نمونه برداری نمونه‌های خاک جلوگیری شود. حدود ۱ کیلوگرم از هر نمونه در نقاط نمونه‌برداری در یک کیسه پلاستیکی جمع‌آوری شد و نمونه‌برداری حدود سه ماه ادامه یافت. نمونه‌های خاک پس از حذف مواد خارجی مانند تکه‌های سنگ و شن به خوبی مخلوط شدند [۱۲]. نمونه‌ها ابتدا در یک الک توری الک شدند و سپس در فرهای گرم در دمای ۱۱۰ درجه سانتیگراد به مدت ۱۲ ساعت خشک شدند تا تمام رطوبت تبخیر شود و چگالی حجمی آن‌ها تعیین شد. وزن خالص مربوط به نمونه‌های آماده برای اندازه‌گیری ثبت شد.

در این تحقیق، برای اندازه‌گیری رادون به روش فعال و پیوسته از دستگاه مانیتور رادون ساخته شده در شرکت آلمانی ساراد با مدل RTM1688 استفاده گردید که غلظت گاز رادون براساس دختر هسته‌های آن که نیمه‌عمر کوتاهتری نسبت به رادون دارند، اندازه‌گیری میکند. پس از واپاشی آلفایی رادون، دختر هسته پلونیوم باقی مانده به یک هسته باردار مثبت با نیمه‌عمر کوتاه تبدیل میشود. این یونها تحت‌تأثیر یک میدان الکتریکی بر روی سطح یک آشکارساز نیمه‌هادی جمع میشوند و تعداد آنها معرف غلظت گاز رادون است.

برای اندازه‌گیری آهنگ انتشار گاز رادون از روش محصور کردن نمونه‌های خاک منطقه مورد بررسی در ظرف، استفاده شد. رادون و دختر هسته‌های آن پس از یک هفته یا بیشتر به غلظت تعادلی می‌رسند (شکل ۱). نسبت حجم محفظه به نمونه‌ها بیش از ۱۰ انتخاب گردید تا احتمال انتشار برگشتی کاهش یابد و بتوان به حالت تعادلی پایدار رسید [۱۸].



شکل (۱) شمایی از دستگاه اندازه‌گیری و نمونه‌ها در محفظه آزمون

۳- آهنگ انتشار گاز رادون

مطالعه آهنگ انتشار سطحی گاز رادون برای فهمیدن سهم نسبی هر ماده در غلظت کل گاز رادونی که در خانه‌ها یافت میشود، مهم میباشد. معادلات مورد نیاز برای محاسبه میزان انتشار گاز از سطح به صورت زیر نوشته میشود [۲۰-۱۹]:

$$C = \frac{EA(1 - e^{-\lambda t})}{\lambda V} + C_0 e^{-\lambda t} \quad (1)$$



(۲)

$$E = \frac{\lambda V(C - C_0 e^{-\lambda t})}{A(1 - e^{-\lambda t})}$$

که در آن $C(\text{Bqm}^{-3})$ غلظت گاز رادون در محفظه، $C_0(\text{Bqm}^{-3})$ غلظت اولیه گاز رادون $E(\text{Bqm}^{-2}\text{h}^{-1})$ ، آهنگ انتشار گاز رادون

$\lambda(\text{h}^{-1})$ ، آهنگ انتشار $V(\text{m}^3)$ ، حجم خالی ظرف، $A(\text{m}^2)$ مساحت نمونه مورد آزمایش است.

میتوان آهنگ انتشار رادون در حالت تعادل پایدار را مطابق رابطه زیر محاسبه نمود:

(۳)

$$E = \frac{CV\lambda}{A}$$

معادلات مورد نیاز برای آهنگ انتشار جرمی و برای محاسبه میزان انتشار گاز از سطح به صورت زیر نوشته میشود:

(۴)

$$E_M = \frac{CV\lambda}{MT_{eff}}$$

(۵)

$$E_A = \frac{CV\lambda}{AT_{eff}}$$

که در آن $E_A(\text{Bqm}^{-2}\text{h}^{-1})$ آهنگ انتشار سطحی گاز رادون، T_{eff} مدت زمان موثر از لحظهای که راههای ورودی محفظه آزمایش با نمونههای درون آن مسدود میگردد $E_M(\text{Bqkg}^{-1}\text{h}^{-1})$ ، آهنگ انتشار جرمی رادون، $M(\text{kg})$ جرم نمونه مورد آزمایش میباشد.

جدول ۱: آهنگ انتشار سطحی رادون (E_A) و آهنگ انتشار جرمی رادون (E_M) در خاک نمونههای جمع آوری شده از مناطق مختلف مشهد- خراسان رضوی.

منطقه	$E_A(\text{mBqm}^{-2}\text{h}^{-1})$			$E_M(\text{mBqkg}^{-1}\text{h}^{-1})$		
	Min.	Max.	Av.	Min.	Max.	Av.
دانشآموز- دانشجو	$82/1 \pm 20/1$ ۹	$76/5 \pm 44/4$ ۶	$74/2 \pm 65/23$	$74/0 \pm 73/1$	$52/0 \pm 18/4$	$28/0 \pm 13$ /۲
باهنر- پارک ملت	$38/2 \pm 55/2$ ۳	$88/6 \pm 87/6$ ۳	$24/4 \pm 02/36$	$28/0 \pm 12/2$	$62/0 \pm 75/5$	$38/0 \pm 24$ /۳



دوراهی طرقله-شاندیز	$64/2 \pm 64/2$ ۱	$92/6 \pm 02/6$ ۹	$86/3 \pm 01/32$	$46/0 \pm 95/1$	$64/0 \pm 21/6$	$42/0 \pm 88$ /۲
دروازه قوچان - قرنی	$88/0 \pm 65/8$	$48/3 \pm 64/3$ ۴	$84/1 \pm 88/16$	$12/0 \pm 78/0$	$34/0 \pm 12/3$	$18/0 \pm 52$ /۱

مقدار میانگین آهنگ انتشار سطحی و جرمی رادون که در جدول ۱ ثبت گردیده است توسط خود دستگاه و از میان مقادیر ثبت شده توسط دستگاه، محاسبه و ارائه گردیده است. بیشترین و کمترین مقدار غلظت گاز رادون اندازه‌گیری شده توسط دستگاه از نمونه مورد نظر نیز در جدول ارائه گردیده است.

۴- بحث و نتیجه گیری

بالا بودن میزان غلظت گاز رادون از برخی نمونه های خاک جمع‌آوری شده ممکن است به دلیل مقادیر فراوان رادیوم و اورانیوم در این نمونه‌ها که منبع اصلی پرتوهای رادیواکتیو در خاک و سنگ است، باشد. اندازه‌گیریهای مشابه توسط دیگر محققان نشان میدهد که غلظت گاز رادون در خاک ممکن است بسته به آب و هوا و شرایط آب و هوایی و نوع خاک در محدوده وسیعی متفاوت باشد و مقادیر غلظت رادون در اکثر نمونه‌ها زیر حد مجاز ICRP هستند [۲۱-۲۲].

مشاهده میشود که میزان آهنگ انتشار سطحی گاز رادون از خاک بیشتر از میزان آهنگ انتشار سطحی گاز از مصالح ساختمانی است [۱۱]. این تفاوت به دلیل تخلخل بیشتر خاک نسبت به مصالح ساختمانی و شانس خروج گاز رادون مربوط میشود. نتایج این پژوهش نشان میدهد که با پایش مداوم خاک این منطقه میتوان با اطمینان بیشتری از ایمنی این خاک از نظر خطرات سلامتی و آثار نگران کننده رادیوم، در ساخت و ساز ساختمان و مصالح ساختمانی و همچنین برای کشاورزی استفاده نمود. این مطالعه میتواند به عنوان پایهای برای تحقیقات آتی و همچنین برای نقشه برداری رادیواکتیویته طبیعی و ارگانها و نهادهای مرتبط با ساختمان سازی در منطقه مشهد مفید باشد.

۵- مراجع

- [۱] J. Haijing and G. Liangquan and L. Yanchang; "Preliminary study on a regional radon concentration in surface soil prediction method"; *Prog Nucl Scie Technol* ۱ (۲۰۱۱) ۳۶۴-۳۶۷.
- [۲] R. Chauhan; "Radon exhalation rates from stone and soil samples of Aravali hills in India"; *Iran J Radiat Res* ۹, No. ۱ (۲۰۱۱) ۵۷-۶۱.
- [۳] T. G. Shashikumar and N. Ragini and M. Chandrashekara and L. Paramesh; "Studies on radon in soil, its concentration in the atmosphere and gamma exposure rate around Mysore city, India"; *Curr Sci* ۹۴, No. ۹ (۲۰۰۸) ۱۱۸۰-۱۱۸۵.



- [۴] G. Qiuju and S. Jianping; "Methodology study on evaluation of radon flux from soil in China."; *Radiat Prot Dosim* ۱۱۲, No. ۲ (۲۰۰۴) ۲۹۱-۲۹۶.
- [۵] A. A. Mowlavi and F. MohammadJafari and A. R. Binesh; "Radon and Thoron measurements in active faults of North-East of Iran"; *Iranian Journal of Radiation Protection Society* ۲, No. ۴ (۲۰۱۴) ۳۱-۳۵.
- [۶] Z. Poor habib and S. Mohammadi and A. R. Binesh; "A study on heavy radioactive pollution: Radon and Radium in streams and drinking water of Ramsar region by measured Prassi system"; *Iranian Physics Research Journal* ۱۱, No. ۴ (۲۰۱۹) ۳۹۷-۴۰۳.
- [۷] M. Ashornezhad and D. Rezaee; "Ramsar air radon measurement and comparison with gas density is allowed"; *The first national conference on environment, energy and biodefense* (۲۰۱۴).
- [۸] F. Asgharizade and M. Ghanadi Maraghe and B. Salimi; "Dose rate calculation caused by natural radioactivity in granit samples used as building materials in Iran"; *Iranian Journal of Radiation Protection Society* ۳, No. ۲ (۲۰۱۴) ۲۷-۳۰.
- [۹] A. A. Mowlavi and S. Mohammadi and A. R. Binesh; "Estimation of the effective dose from radon ingestion and inhalation in drinking water sources of Mashhad, Iran"; *J. Radiat. Res* ۱۰, No. ۱ (۲۰۱۲) ۳۷-۴۱.
- [۱۰] F. Asgharizade and M. Esmailnezhad and P. Pourdeh; "Measurement and comparison of radioactivity concentration of radon indoor air of buildings faced by granite and carbonate"; *Journal of Radiation Safety and Measurement* ۲, No. ۱ (۲۰۱۳) ۱۱-۱۴.
- [۱۱] N. Zareie and M. R. Rezaie Rayeni Nejad; "Department of Nuclear Engineering, Faculty of Sciences and Modern Technologies, Graduate University of Advanced Technology, Kerman, Iran, Estimation of radiation hazards caused by granite in the villages of Dehsiahan, Khanaman and Mani in Rafsanjan city of Kerman province"; *Journal of Radiation Safety and Measurement* ۱۱, No. ۴ (۲۰۲۳) ۲۵-۳۲.
- [۱۲] A. A. Mowlavi and B. Azadegan and S. M. Zabihinpour; "The role of natural ventilation on reducing indoor radon concentration, Journal of Radiation Safety and Measurement"; *J. Radiat. Res* ۷, No. ۴ (۲۰۱۸) ۱-۱۰.
- [۱۳] J. Singh and H. Singh and S. Singh; "Uranium, radium and radon exhalation studies in some soil samples using plastic track detectors"; *Indian J Phys* ۸۳, No. ۸ (۲۰۰۹) ۱۱۴۷-۱۱۵۳.
- [۱۴] H. Algaim and R. M. Dakhil and I. J. Al-Khalifa; "Determination of radon and thoron activity in the soil by using solid state nuclear track detectors (SSNTDs), passive technique"; *Adv Appl Sci Res* ۳, No. ۲ (۲۰۱۲) ۹۵۰-۹۶۱.



- [۱۵] S. M. Zabihinpour and Z. Khaniki; “Measuring the radon exhalation rates of radon and thoron gas from some building materials”; *12th National Physics Conference of Payam Noor University* (۲۰۲۲).
- [۱۶] S. M. Zabihinpour and Z. Khaniki; “Designing an effective method for rapid estimation of surface radon exhalation rate from building stones”; *National Conference on Technological Advances in Applied Physics, Mahan, Kerman* (۲۰۲۱).
- [۱۷] S. Asadi and P. Parvaresh; “Designing a method to optimize measurement parameters used in radon measurement with an active carbon detector”; *The 18th Iran Nuclear Conference* (۲۰۱۳).
- [۱۸] A. Hafez and A. Hussein; “A study of radon and thoron release from Egyptian building materials using polymeric nuclear track detectors”; *Appl Radiat Isot* ۵۴, (۲۰۰۱) ۲۹۱-۲۹۸.
- [۱۹] H. A. Yousef and A. H. El-Farrash; “Measurement of radon exhalation rate in some building materials using nuclear track detectors”; *World J Nucl Sci Technol* ۵, (۲۰۱۵) ۱۴۱-۱۴۸.
- [۲۰] H. K. Sarma; “Radon activity and radon exhalation rates from some soil samples by using SSNTD”; *Int J Adv Res Elect, Electron Instrum Eng* ۲, (۲۰۱۳) ۲۳۲۰-۲۳۲۵.
- [۲۱] M. Abu Samreh and K. Thabayneh and F. Khrais; “Measurement of radioactivity concentration levels of natural radionuclides in soil samples from Bethlehem region – Palestine”; *Turkish J Eng Env Sci* ۳۸, No. ۲ (۲۰۱۴) ۱۱۳-۱۲۵.
- [۲۲] ICRP, International Commission on Radiological Protection; “Protection Against Rn-۲۲۲ at Home and at Work”; *Annals of the ICRP 65. Pergamon, Oxford* (۱۹۹۳).



بررسی و اندازه‌گیری غلظت گاز رادون موجود در تعدادی از چشمه‌های آب گرم طبیعی

منطقه‌ی شمال غرب ایران (کد مقاله : ۱۲۶۲)

جودی ثمرین، بهاره^۱ - ذوالفقار پور، فرهاد^۱

^۱. دانشگاه محقق اردبیلی، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده:

افزایش نگرانی‌ها در مورد قرارگرفتن انسان در معرض وجود گاز رادون در منابع آب‌های مورد استفاده‌ی آن‌ها، موجب انجام پژوهش‌هایی در این زمینه شده است. پس از انجام مطالعات علمی در این زمینه، یافته‌های فراوانی در مورد وجود این تشعشعات در اطراف محیط زندگی انسان بدست آمده است. از این رو، همواره سعی بر کنترل میزان این تابش‌ها و جلوگیری از قرار گرفتن انسان در معرض آن‌ها است. در این مطالعه، در مجموع ۱۰ نمونه از منابع آب طبیعی موجود در شهرستان‌های استان اردبیل، که بطور متداول مورد استفاده‌ی عموم مردم است، توسط دستگاه $RAD\gamma$ - مورد آزمایش قرار گرفته است. طبق نتایج، بالاترین غلظت رادون، مربوط به نمونه‌ی چشمه آب گرم آق‌سو واقع در شهرستان مشگین شهر با غلظت میانگین ۴۲۳۰۰، و پایین‌ترین غلظت رادون مربوط به آب آشامیدنی تصفیه شده با میانگین غلظت 3139 Bq/m^3 بدست آمد. میانگین غلظت رادون موجود در تمامی نمونه‌ها پایین‌تر از حد مجاز تعیین شده توسط اتحادیه اروپا و سازمان بهداشت جهانی (WHO) که حد مجاز رادون موجود در آب را 3 Bq/m^3 تعیین کرده‌اند، بود.

کلمات کلیدی: گاز رادون، چشمه‌های آب گرم، آب آشامیدنی، $RAD\gamma$ -

Investigating and measuring the concentration of radon gas in a number of natural hot springs in the northwestern region of Iran

Joudi-Somarin, Bahareh^{*۱}, Zolfagharpour, Farhad^۱

^۱. University of Mohaghegh Ardabili, Faculty of Science, Department of Physics

Abstract:

Increasing concerns about human exposure to radon gas in the water sources used by them has led to conducting research in this field. In this study, a total of 10 samples of water sources that are commonly used by the general public have been tested by the RAD-7 device. According to the obtained results, the highest radon concentration was related to the sample of the Aqsu hot spring located in Meshgin Shahr city with an average concentration of 42300, and the lowest radon concentration was measured for purified drinking water with an average concentration of 139 becquerels per cubic meter. . The average concentration of radon in all samples was lower than the limit set by the European Union and the World Health Organization (WHO), which set the limit of radon in water at 100,000 Bq per cubic meter.



Key words: Radon Gas, Hot-springs, Drinking Water, RAD-7

۱ - مقدمه:

رادون یک گاز نجیب رادیواکتیو طبیعی است که نیمه عمر آن ۳.۸ روز بوده و محصول واپاشی عنصر رادیوم در زنجیره واپاشی از اورانیوم-۲۳۵ است. این عنصر قابلیت انحلال بسیار بالایی در آب دارد بنابراین، آب یک منبع بزرگ برای رادون می باشد. از طرفی دیگر، گاز رادون بسیار فرار بوده و اگر آب در معرض هوای آزاد قرار گیرد، به راحتی از آن جدا می شود و از این رو، رادون جدا شده از آب به سرعت در هوا پخش شده و موجب آلودگی هوا می شود که این پدیده از مشکلاتی است که گاز رادون برای انسان ایجاد می کند [۱]. گاز رادون از لحاظ شیمیایی بی اثر است، یعنی با آب، هوا و... واکنش نشان نمی دهد اما، محصولات کوتاه عمر حاصل از واپاشی رادون، اجزای شیمیایی فعال آن هستند بطوریکه واکنش پذیر بوده و عامل اثرات رادیولوژیکی بر سلامت انسان هستند. این گاز با ورود به بدن و رسیدن به بافت های حساس، واپاشی کرده و ذرات آلفا گسیل می کند. ذرات آلفای گسیل شده در ریه انتشار می یابند و با توجه به انرژی زیادی که دارند در مسیر بافت های ریه حرکت می کنند. این ذرات به تدریج و در مسیر حرکت خود و در هنگام برخورد با بافت سلول های ریه یون سازی می کنند و این عمل تا زمانی ادامه می یابد که ذرات آلفا انرژی خود را بطور کامل از دست دهند و متوقف شوند. انرژی ذرات آلفا توسط بافت های ریه جذب می شوند که این عمل آسیب جدی به آنها وارد می کند و یا حتی ممکن است موجب مرگ آنها شود [۲]. از این رو، اطلاع از سطح رادون موجود در منابع آب های خانگی و زیرزمینی و حتی هوای موجود در اطراف، به منظور حفاظت از اثرات قرار گرفتن در معرض آن ضروری است. به این علت، اندازه گیری غلظت رادون در منابع آب آشامیدنی در ارزیابی سلامت جامعه نقش بسزایی دارد. آب هایی که از مسیر عمیق تر، از میان پوسته های زمین حرکت می کنند غلظت های فزاینده ای از رادون و دیگر مواد رادیواکتیو را جمع آوری می کنند. در طول فرایندهای زمین گرمایی، دماها و فشارها به اندازه کافی افزایش می یابند که برخی از این آب ها از طریق گسل ها و ترک ها خارج می شوند و با عنوان چشمه های آب گرم به سطح زمین می رسند. بنابراین، چشمه های آب زیرزمینی به خصوص چشمه های نزدیک به کوه های آتشفشانی و سنگ های رسوبی میزان نسبتاً بیشتری از غلظت رادون را دربردارند [۳]. غلظت رادون حل شده در نمونه های مایع، معمولاً با واحد بکرل بر لیتر (Bq/L) و بکرل بر متر مکعب (Bq/m³) بیان می شود. یک بکرل، برابر با یک واپاشی رادیو اکتیو در ثانیه است. طبق استانداردهای سازمان بهداشت جهانی (WHO)، غلظت رادون در آب های آشامیدنی نباید بیشتر از ۱۰۰۰۰۰ Bq/m³ باشد [۴]. بطور کلی، رادون موجود در دریاچه ها، رودخانه ها و آب های سطحی نگران کننده نیست زیرا رادون وقتی در معرض هوای آزاد قرار می گیرد از آب جدا شده و در هوا پخش می شود. به این ترتیب غلظت رادون در آب کاهش می یابد [۵]. از دیگر دلایل افزایش غلظت رادون در آب ها، می توان به بارش برف و باران اشاره کرد. بارش باران و افزایش فشار هوا هنگام بارش باران موجب افزایش غلظت رادون در خاک و در نتیجه در منابع آب می شود. هنگام بارش باران به دلیل نشست خاک و کاهش فاصله بین لایه ها فضا برای گردش آلاینده ها کمتر شده در نتیجه غلظت آن ها افزایش می یابد. بنابراین شرایط جوی و تغییرات فصلی در تغییرات غلظت رادون تاثیرگذار خواهد بود [۶]. در یک مطالعه که توسط ملکوتیان^{۶۱} و همکارانش، روی ۵۶ نمونه از آب آشامیدنی در روستاهای اطراف گسل رفسنجان به منظور سنجش میزان غلظت رادون-۲۲۲ و محاسبه اثر دز سالانه در آب مصرفی انجام شد، غلظت رادون در ۸ نمونه آب بالاتر از



استانداردهای تعیین شده بود. غلظت بالای رادون به علت وجود گسل رفسنجان و وجود شکاف‌ها و شکستگی‌ها در منطقه مورد مطالعه بود. محققان این آزمایش مطالعه‌ی دیگری روی ۴۴ نمونه آب آشامیدنی در روستاهای نزدیک گسل لاله‌زار انجام دادند. محدوده‌ی غلظت رادون $0.74 - 26.88$ بکرل بر لیتر اندازه‌گیری شد که غلظت رادون در ۱۵ نمونه آب بیشتر از حد مجاز تعیین شده بود [۷]. همچنین، در مطالعه انجام شده توسط مهنی^{۶۲} و همکاران، غلظت گاز رادون-۲۲۲ و دوز مؤثر سالیانه استنشاق آن در ۱۶ چشمه‌ی آب گرم استان کرمان اندازه‌گیری شد. نتایج نشان داد غلظت رادون در ۵ چشمه، از حد مجاز EPA^{۶۳} بیشتر و سایر چشمه‌ها از خطرات ناشی از رادون، ایمن بودند [۸]. در این مطالعه، بررسی میزان گاز رادون موجود در ۱۰ مورد از نمونه‌های آب طبیعی موجود در شهرستان‌های مشگین‌شهر و نیر واقع در استان اردبیل، که مردم منطقه‌ی مورد آزمایش چه به لحاظ آشامیدن و چه به لحاظ درمانی مورد استفاده قرار می‌دهند، توسط دستگاه RAD-7 تحت آزمایش و بررسی قرار گرفت. تعداد ۶ چشمه از چشمه‌های آب گرم موجود در شهرستان مشگین‌شهر و ۲ چشمه از چشمه‌های آب گرم شهرستان نیر آزمایش شده‌اند. همچنین جهت اطمینان از سلامت آب آشامیدنی شهری، آب لوله‌کشی مصرفی منازل، به دو صورت آب آشامیدنی تصفیه شده و غیر تصفیه شده مورد آزمایش قرار گرفته است. لازم به ذکر است، انجام این مطالعه در فصل تابستان و با میانگین دمای 25°C صورت گرفته است.

۲ - روش کار:

اندازه‌گیری غلظت گاز رادون در آب، هوا و خاک نیازمند دستگاه و امکانات خاصی است. با توجه به اینکه، گاز رادون گازی بدون رنگ و بدون بو است در نتیجه باید توسط آشکارساز مناسب، آشکارسازی شود. یک نوع از این آشکارسازها دستگاه RAD-7 است. شکل (۱) نمای بیرونی و درونی آشکارساز RAD-7 مورد استفاده در آزمایش نمونه‌ها، به همراه تجهیزات رطوبت‌گیر دستگاه را نشان می‌دهد. این دستگاه متشکل از یک نیم کره ی 0.7 لیتری است که یک آشکارساز نیم‌رسانا درون آن قرار دارد که تابش آلفا را مستقیماً به سیگنال الکتریکی تبدیل میکند. این دستگاه دو بطری شیشه‌ای ۴۰ و ۲۵۰ سی سی دارد که دو دستورالعمل ۴۰ wat و ۲۵۰ wat برای استفاده از آنها در دستگاه تعبیه شده است. در این مطالعه، بطری ۲۵۰ سی سی استفاده شده است. همچنین دو نوع واحد رطوبت‌گیر بزرگ و کوچک که به ترتیب ۵۰۰ و ۳۰ گرم ماده‌ی رطوبت‌گیر در آن تعبیه شده است، به منظور اطمینان از این که گاز ورودی خشک و خالی از رطوبت است، مورد استفاده قرار گرفت. زیرا رطوبت اضافی می‌تواند به دستگاه آسیب رسانده یا بر فرایند آشکارسازی تأثیر منفی بگذارد. در این مطالعه ۲۰ دوره‌ی ۵ دقیقه‌ای برای آزمایش هر نمونه اندازه‌گیری شده و میانگین فعالیت رادون-۲۲۲، بدست آمد. نمونه‌برداری از چشمه‌های آب گرم طبیعی بلافاصله پس از برداشت انجام شده و نمونه‌ها در کمتر از ۱ ساعت به محل دستگاه منتقل شده و اندازه‌گیری‌ها در همین بازه زمانی صورت گرفته‌اند. زیرا نیمه‌عمر کوتاه رادون (۳.۸ روز) می‌تواند دقت نتایج را تحت تأثیر قرار دهد.

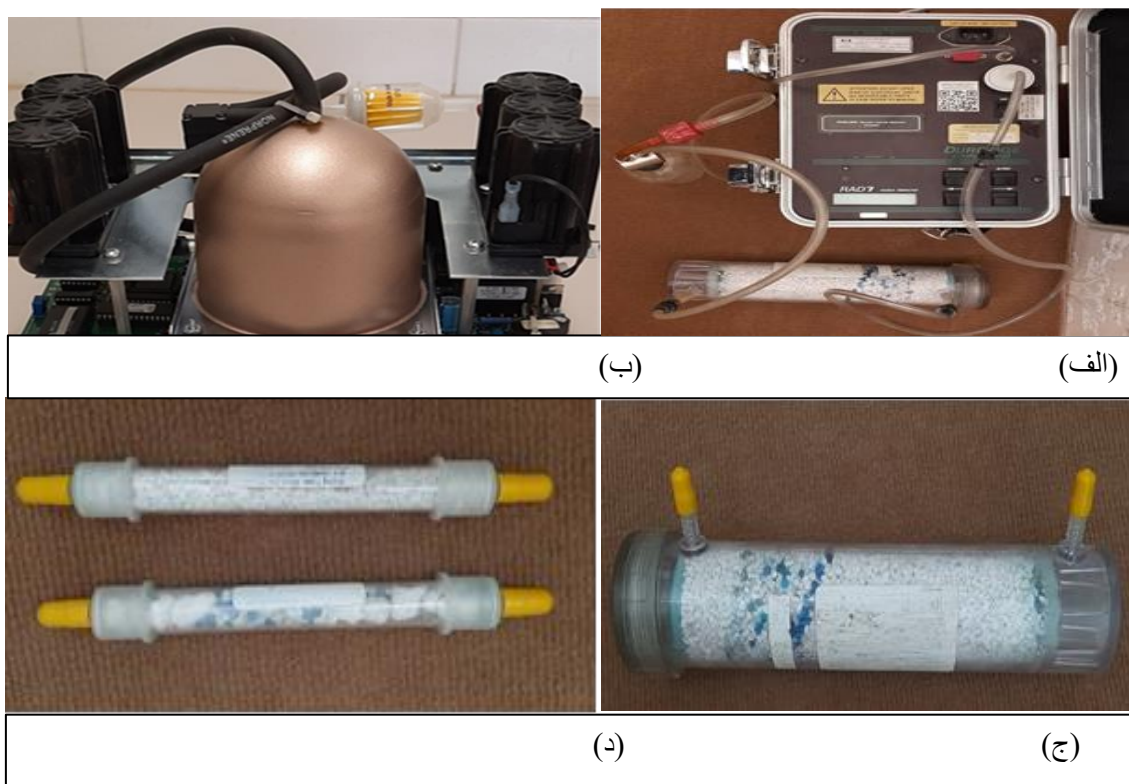
^{۶۲}Mehnati

^{۶۳}Environmental Protection Agency



۳ - نتایج:

جدول (۱)، میانگین غلظت رادون موجود در نمونه‌های آزمایش شده را نشان می‌دهد. این مقادیر توسط دستگاه RAD-۷، بصورت میانگین غلظت $\pm$ خطای اندازه‌گیری، برای هر نمونه بطور جداگانه گزارش شده‌اند. طبق این جدول مشاهده می‌شود که نمونه‌ی شماره ۱، با دمای 82°C (بالا ترین دما)، میانگین غلظت 975 Bq/m^3 و نمونه‌ی شماره ۶، با دمای 40°C (پایین ترین دما)، میانگین غلظت 42300 Bq/m^3 دارد، که بالاترین مقدار میانگین غلظت رادون بین نمونه‌ها است. این نتیجه می‌تواند ناشی از این حقیقت باشد که، در دماهای بالاتر آب، به دلیل افزایش میزان جنب و جوش مولکول‌ها، گاز رادون موجود در آب می‌تواند بصورت بخار از آن جدا شده و به هوای محیط اطراف منتقل شود. باید توجه داشت، اگرچه بالا یا پایین بودن دمای آب، در میزان غلظت رادون موجود در آب تأثیر دارد، اما تأثیر آن بطور قطعی نیست زیرا طبق نتایج بدست آمده برای نمونه شماره ۲، مشاهده می‌شود که این نمونه علی‌رغم دمای پایین آب، میانگین غلظت کمتری از گاز رادون را دارا می‌باشد. بنابراین می‌توان گفت، علاوه بر دما، عوامل دیگری همچون عوامل زمین‌شناسی از جمله نوع خاک و سنگ‌های طبیعی موجود در منطقه‌ی اطراف نمونه می‌توانند در میزان غلظت گاز رادون موجود در آن نمونه تأثیر داشته باشند. زیرا، چشمه‌هایی که خاک و سنگ‌های موجود در اطراف آن‌ها غنی از مواد رادیواکتیو باشند، می‌توانند غلظت‌های بالاتری از گاز رادون را در خود حل کنند. با توجه به جدول مشاهده می‌شود که، آب آشامیدنی تصفیه شده کمترین میزان غلظت گاز رادون را دارا می‌باشد. این موضوع بیانگر این است که فرایندهای تصفیه‌ی آب، نقش مؤثری در کاهش و از بین بردن عناصر رادیواکتیو همچون رادون از منابع آب آشامیدنی دارند.



شکل (۱): دستگاه RAD-۷ مورد استفاده برای آزمایش نمونه‌ها. (الف) نمای کلی دستگاه (ب) نمای درونی دستگاه

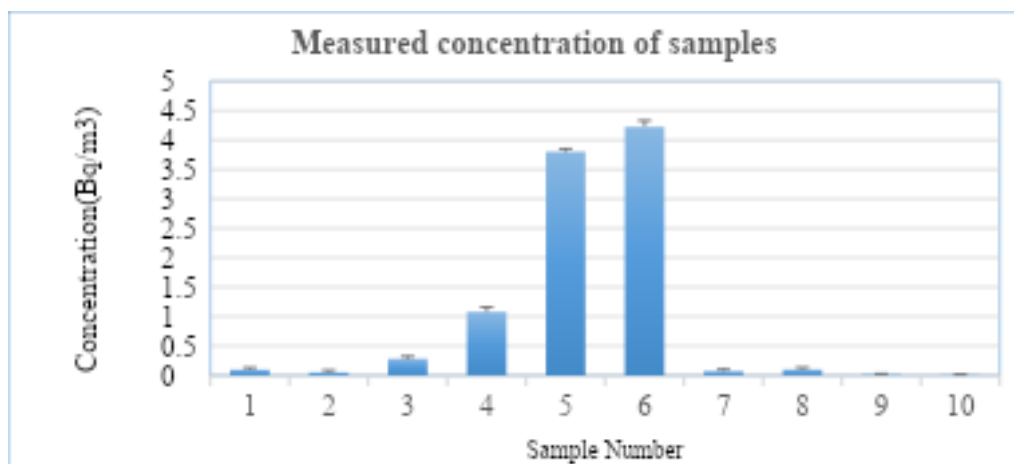
(ج) رطوبت‌گیر نوع اول (د) رطوبت‌گیر نوع دوم



جدول (۱). میانگین غلظت گاز رادون

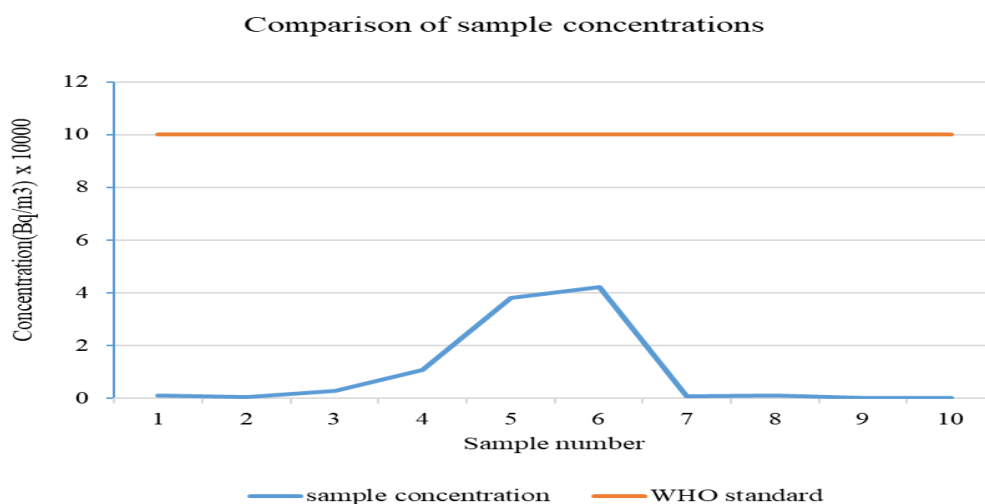
شماره نمونه	نام منطقه	نام چشمه	دمای آب (°C)	متوسط غلظت رادون (Bq/m ³)	خطای اندازه‌گیری (Bq/m ³)
۱	مشگین شهر	قینرچه	۸۲	۹۷۵	۳۱۰
۲	مشگین شهر	قوتورسویی	۴۲	۵۱۷	۳۳۰
۳	مشگین شهر	شابل	۴۸	۲۸۳۰	۴۰۰
۴	مشگین شهر	دودو	۴۸	۱۰۸۰۰	۸۰۰
۵	مشگین شهر	موپیل	۴۵	۳۸۰۰۰	۵۰۰
۶	مشگین شهر	آق سو	۴۰	۴۲۳۰۰	۱۰۰۰
۷	نیر	قینرچه	۶۵	۷۴۴	۲۸۰
۸	نیر	برجلو	۵۴	۱۰۰۰	۳۲۰
۹	اردبیل	آب تصفیه نشده	۵۰	۲۱۴	۳۶
۱۰	اردبیل	آب تصفیه شده	۵۰	۱۳۹	۲۸

شکل (۲) توزیع غلظت رادون در نمونه‌های آزمایش شده را نشان می‌دهد. میله‌های خطا^{۶۴} نشان‌دهنده انحراف معیار داده‌های هر نمونه می‌باشند که بر اساس تکرار اندازه‌گیری‌های انجام شده (۲۰ دوره‌ی ۵ دقیقه‌ای) محاسبه شده‌اند. با توجه به شکل، مشاهده می‌شود که غلظت اکثر نمونه‌ها در حد بسیار پایین قرار دارد. در مقابل، تعداد دو نمونه (نمونه‌های ۵ و ۶) غلظت بالایی از گاز رادون را نشان می‌دهند که بطور قابل توجهی، آن‌ها را از سایر نمونه‌ها متمایز می‌کند. اختلافات قابل توجه در غلظت رادون بین نمونه‌ها، بیان‌گر توزیع نامنظم رادون در منابع مختلف چشمه‌های آب گرم است. پیک‌های بلند، ناشی از متفاوت بودن شرایط زمین‌شناسی مناطق مورد آزمایش است. بنابراین، می‌توان نتیجه گرفت که مناطقی که غلظت گاز رادون در چشمه‌های آب گرم آن‌ها پایین است، مناطقی نسبتاً امن از لحاظ وجود منابع رادیواکتیو هستند.



شکل (۲): توزیع غلظت اندازه‌گیری شده گاز رادون در آب نمونه‌ها با در نظر گرفتن خطای استاندارد

شکل (۳) نشان‌دهنده‌ی مقایسه‌ی غلظت‌های اندازه‌گیری شده برای نمونه‌ها و غلظت استاندارد تعیین شده توسط سازمان بهداشت جهانی (WHO) است. مشاهده می‌شود که هیچ‌یک از نمونه‌ها بالاتر از حد استاندارد غلظت قرار ندارند. بنابراین، به رغم وجود اختلاف چشمگیر بین بعضی منابع از لحاظ اندازه‌ی غلظت رادون، وضعیت عمومی آن‌ها در مقایسه با استانداردهای تعیین شده، بصورت ایمن ارزیابی می‌شود. این نتیجه از اهمیت بالایی برخوردار است. زیرا نشان می‌دهد وجود این چشمه‌ها در محیط زندگی مردمان آن منطقه، بر سلامتی آن‌ها تأثیر منفی نمی‌گذارد، و ممکن است بالا بودن میزان غلظت رادون در برخی مناطق، به دلیل شرایط مقطعی آب‌وهوایی باشد.



شکل (۳): مقایسه غلظت نمونه‌ها با استاندارد سازمان بهداشت جهانی (WHO)

۴- بحث و نتیجه‌گیری:

در این مطالعه، از دستگاه RAD-۷ که براساس یک آشکارساز نیم‌رسانا برای آشکارسازی ذرات عمل می‌کند، استفاده شد و میانگین غلظت گاز رادون موجود در تعدادی چشمه آب گرم طبیعی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج بدست آمده از این مطالعه



نشان می‌دهد آب تصفیه‌شده شهری کمترین میزان غلظت رادون را بین نمونه‌های آزمایش شده دارد. همچنین، منابعی که دمای آن‌ها بالاتر از 50°C است، میزان کمتری از گاز رادون را در خود حل کرده‌اند. بنابراین می‌توان گفت، اگرچه تصفیه آب‌های خانگی راهکاری مؤثر در از بین بردن عناصر رادیو اکتیو است، می‌توان در مواردی، از جوشاندن آب نیز برای کاهش آن عناصر از منبع آب، استفاده کرد. با این حال، در این شرایط نیز ممکن است مشکلاتی از جهت استشمام گازهای ناشی از بخار آب، در منابعی که غلظت رادون در آن‌ها بالاتر است، وجود داشته باشد. علاوه بر این، ملاحظه می‌شود که نمونه شماره ۶، که کمترین دما را در بین نمونه‌ها دارد، بالاترین غلظت از گاز رادون را نشان می‌دهد.

ارتباط بین پایین بودن دمای آب و بالا بودن غلظت رادون در آن، بطور قطعی استنباط نمی‌شود زیرا با دقت در نتایج، مشاهده می‌شود که نمونه شماره ۲، به رغم دارا بودن دمای پایین، میزان غلظت کمتری از رادون را در خود حل کرده است. بنابراین، برای بدست آوردن نتایج کلی‌تر، حتماً باید شرایط جغرافیایی و زمین‌شناسی منطقه نیز مورد آزمایش و بررسی قرار گیرد تا اطمینان از اینکه بالا بودن غلظت رادون در آب دقیقاً به چه مواردی بستگی دارد، حاصل شود. همچنین، طبق نتایج بدست آمده مشاهده می‌شود که هیچ‌یک از نمونه‌های آزمایش شده در این مطالعه، از حد مجاز رادون موجود در منابع آبی که توسط سازمان بهداشت جهانی (WHO) تعیین شده، بالاتر نیستند. با این حال، اجرای اقدامات پیشگیرانه نظیر پایش منظم غلظت رادون موجود در منابع، تهویه مناسب، استفاده از سیستم‌های تصفیه و آگاهی بخشی به مصرف‌کنندگان، می‌تواند به کاهش خطرات احتمالی و ارتقای ایمنی منابع آب کمک کند. لازم به ذکر است، با توجه به کمبود مطالعات پیشین انجام شده در این زمینه در استان اردبیل، پژوهش حاضر می‌تواند از نخستین تلاش‌های جامع در زمینه تعیین غلظت رادون در چشمه‌های آب‌گرم این استان، بخصوص شهرستان‌های نیر و مشگین‌شهر، محسوب شود و زمینه‌ساز مطالعات بعدی در این زمینه باشد.

۵- مراجع:

[۱] Wilkening M., ۱۹۹۰. Radon in environment . Department of physics , new Mexico institute of mining and technology, NM ۸۷۸۰۱ ; Elsevier publisher

[۲] Tirmarche, M., Laurier, D., Mitton, N., & Gelas, J. M. (۲۰۰۰). Lung cancer risk associated with low chronic radon exposure. Results from the French uranium miners cohort and the European project (p. [۷ p.]). Japan Health Physics Society.

[۳] Bottardi, C., Alberi, M., Baldancini, M., ۲۰۲۰. Rain rate and radon daughters' activity. Department of physics and earth sciences university of Ferrara , Italy. Volume ۲۳۸

[۴] Jobbagy, V., Altitzoglou, T., Malo, P., Tanner, V. and Hult, M., ۲۰۱۶. A brief overview on radon measurements in drinking water. Journal of Environmental Radioactivity, ۱۶۲, pp. ۱-۹.

[۵] Ismail, N., Hashim, S., Andrew Bradly, D., ۲۵ JULY ۲۰۲۱. Radon levels of water sources in the southwest coastal region of peninsular Malaysia. Appl. Sci. ۲۰۲۱, ۱۱, ۶۸۴۲.

[۶] Nugraha, E.D., Hosoda, M., Mellawati, J., ۲۰۲۱. Radon activity concentration in natural hot spring water: dose assessment and health perspective. Int. J. Environ. Res. Public health ۲۰۲۱, ۱۸, ۹۲۰.

[۷] Malakootian, M., Soltani Nejhad, Y., January ۲۰۱۷. Determination of radon concentration in drinking water of Bam village and evaluation of the annual effective dose. Kerman university of medical science, Kerman, Iran, Volume ۱۵, No ۱.

[۸] Mehnati, P., Doostmohammadi, V., & Jomehzadeh, A. (۲۰۲۲). Measurement of radon-۲۲۲ concentration and estimation of annual effective dose from inhalation near hot springs in Kerman province, southeastern Iran. International Journal of Radiation Research, ۲۰(۱), ۲۱۱–۲۱۶.



مطالعه گذار فازی - شکلی در ایزوتوپ های زوج - زوج باریوم با استفاده از درهم تنیدگی

کوانتومی (کد مقاله: ۱۲۶۷)

قپانوری، مریم^{۱*} - امیری، نرجس^۲ - مزید آبادی فراهانی، حسین^۳

۱. سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای، تهران، ایران

۲. دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک، گروه هسته ای

۳. مرکز تحقیقات فناوریهای کوانتومی ایران (آیکیوتک)

چکیده:

در این مقاله، به مطالعه گذار فاز کوانتومی و ساختار هسته بر مبنای میزان درهم تنیدگی خواهیم پرداخت. با استفاده از میزان درهم تنیدگی به شناسایی و توصیف گذار فاز کوانتومی پرداخته و رفتار درهم تنیدگی در نزدیکی نقاط بحرانی کوانتومی را بررسی خواهیم کرد. یکی از کمیتهایی که برای اندازه گیری درهم تنیدگی بین دو جسم استفاده میشود، آنتروپی فون نویمان است که به عنوان معیاری مناسب برای بررسی درهم تنیدگی بین دو حالت در نظر گرفته شد. این مقاله بر روی استفاده از آنتروپی درهم تنیدگی به عنوان یک سیگنال مناسب برای مطالعه گذار فاز کوانتومی در ایزوتوپهای گذاری زوج-زوج باریوم متمرکز شده است. نتایج نشان میدهد که آنتروپی درهم تنیدگی یک ابزاری قوی برای شناسایی گذار فازی شکلی در این ایزوتوپها است. کلمات کلیدی: گذار فاز کوانتومی، درهم تنیدگی کوانتومی، مدل اندرکنش بوزونی (IBM)، آنتروپی.

Study of shape- phase transition in barium even-even isotopes using quantum entanglement

Ghapanvari, Maryam^{۱*}, Amiri, Narjes^۲, Mazidabadi Farahani, Hossein^۳

۱. Atomic Energy Organization, Research Institute for Nuclear Science and Technology, Institute of Plasma Physics and Nuclear Fusion
۲. Tabriz University, Faculty of Physics, Nuclear Group Abstract:
۳. Iran Quantum Technologies Research Center (IQUTECH)

Abstract:

In this article, we will study quantum phase transition and structure of the nucleus based on the degree of entanglement. Using the amount of entanglement, we will identify and describe the quantum phase transition and investigate the behavior of entanglement near quantum critical points. One of the quantities used to measure the entanglement between two objects is the von Neumann entropy, which was considered a suitable measure for examining the entanglement between two states. This article is focused on utilizing the entanglement entropy as a suitable signal for the study of quantum phase transition in the Ba even-even transitional isotopes. The results indicate that entanglement entropy is a potent tool for identifying shape phase transitions in these isotopes.

Key words: *Quantum phase transition, Quantum entanglement, Interaction boson model (IBM), entropy.*



۱ - مقدمه:

بتازگی تئوری اطلاعات کوانتومی نگرش جدیدی را برای مشاهده و مطالعه سیستم‌های هسته‌ای درهم‌تنیده مانند هسته‌ها که به عنوان یک سیستم بس ذره‌ای در نظر گرفته می‌شود را فراهم می‌کند [۱]. استفاده از اطلاعات کوانتومی در سیستم‌های هسته‌ای فرصت‌های جدید جالب توجهی را برای درک و تفسیر پدیده اندرکنش قوی فراهم می‌کند [۲، ۳]. گستره کامل ارتباط بین فیزیک هسته‌ای و محاسبات کوانتومی در حال بررسی است. توسعه رایانه‌های کوانتومی قدرتمندتر و مقیاس‌پذیرتر ممکن است ابزارها و تکنیک‌های جدیدی را برای رسیدگی به مشکلات پیچیده فیزیک هسته‌ای فراهم کند. رایانه‌های کوانتومی آینده به ما امکان می‌دهند خواص و دینامیک سیستم‌های چند جسمی کوانتومی مرتبط فیزیکی را که برای محاسبات کلاسیک غیرقابل دسترس هستند، از جمله هسته‌ها و ماده متراکم، پیش‌بینی کنیم. شبیه‌سازی‌های کوانتومی پتانسیل پیش‌بینی ساختار و دینامیک سیستم‌های هسته‌ای بسیاری را ارائه می‌دهند که فراتر از قابلیت‌های محاسبات کلاسیک هستند [۲، ۳].

گذار فاز به علت تغییر ناگهانی ساختار حالت پایه سیستم رخ می‌دهد که این نیز مرتبط با تغییر پارامترهای کنترلی سیستم است. پارامتر کنترلی می‌تواند تراز تحریک‌شده در ابررسانای دمای بالا، میدان مغناطیسی در سیستم کوانتومی هال، طول پراکندگی در گاز رقیق‌شده، تعداد نوکلئون‌ها در گذار فاز هسته‌ای و غیره باشد. انرژی بستگی و بطور خاص انرژی جداسازی دو نوترونی (S_{2n}) مشاهده‌پذیرهای بسیار حساسی به تغییرات در ساختار هسته می‌باشند. از طریق این مشاهده‌پذیرها می‌توان گذار فاز کوانتومی (QPT) را در هسته‌ها مطالعه کرد. [1] با مشاهده تغییرات صورت گرفته در کمیت‌های مربوط به جرم و شعاع هسته به علت تغییر پارامترهای کنترلی می‌توان نشانه‌های گذار فاز را دید. انتظار می‌رود چون این کمیت‌ها ارتباط بسیار نزدیکی با شکل هسته دارند، اطلاعات بسیار واضح و دقیقی در مورد رفتار گذار فاز فراهم کنند. [10-4]

از درهم‌تنیدگی به عنوان یک پارامتر نظم در گذار فاز کوانتومی سیستم‌های بس ذره‌ای استفاده می‌شود که پارامتر نظم خوبی خواهد بود و انتظار می‌رود این مدها در یک حدی با پارامتر نظم صفر با یکدیگر درهم‌تنیده نباشند و در حد دیگر با بیشترین پارامتر نظم ماکزیم مقدار درهم‌تنیدگی را داشته باشند. بنابراین میزان درهم‌تنیدگی ماهیت سیستم و ساختار هسته را تعیین می‌کند که اطلاعات سیستم هسته‌ای در واپاشیها و شکافتهای هسته‌ای کاربرد دارد. انتقال فاز کوانتومی (QPT) در سیستم‌های هسته‌ای در ارتباط با درهم‌تنیدگی، اخیراً مورد مطالعه قرار گرفته است [۹]. برای مشخص کردن ویژگی‌های سیستم، باید یک پارامتر نظم را معرفی کرد. درهم‌تنیدگی به عنوان یکی از جالبترین ویژگیهای نظریه کوانتومی، می‌تواند به عنوان یک پارامتر نظم در سیستم‌های هسته‌ای در نظر گرفته شود. بنابراین، اندازه‌گیری آن برای انتقال فاز کوانتومی مهم است. یکی از بهترین اندازه‌گیری‌ها برای درهم‌تنیدگی کوانتومی در سیستم‌های فیزیکی، آنتروپی نویمان است.

کارایی عملکرد مشاهده پذیرهای فیزیکی جهت بررسی QPT از طریق بررسی زنجیره‌های مختلف اثبات می‌شود. زنجیره باریوم یکی از این زنجیره‌ها است که به روشنی QPT را در ناحیه $SO(6)$ به $U(5)$ نشان می‌دهد. بررسی و شناسایی هر هسته گذار در هر زنجیره ایزوتوپی به لحاظ پدیده شناختی و درک بهتر ساختار هسته‌ها حائز اهمیت است [۱۰، ۹].

هدف از این مقاله، مطالعه انتقال فاز کوانتومی و ساختار هسته بر اساس درجه درهم‌تنیدگی است. با استفاده از اثر درهم‌تنیدگی، انتقال فاز کوانتومی را شناسایی و توصیف می‌کنیم. برای بررسی گذار فازی شکلی، ما آنتروپی درهم‌تنیدگی را با استفاده از ساختار جبری $SU(1, 1)$ و از طریق تجزیه اشمیت برای ناحیه گذار فازی شکلی از ارتعاشی به گامای ناپایدار در مدل اندرکنش



بوزونی (IBM) بدست آوردیم. سپس به توصیف گذار فاز کوانتومی و ساختار هسته بر مبنای میزان در همتنیدگی در زنجیره ایزوتوپیک باریوم پرداخته شد.

۲- روش کار:

۲-۱- معرفی مدل و محاسبه طیف انرژی

به منظور بررسی آنتروپی درهمتنیدگی در سیستمهای هسته‌ای، ما از تکنیک جبری $SU(1, 1)$ که بطور کامل در مراجع [۹،۱۰] توضیح داده شده است استفاده کردیم. با استفاده از مولدهای جبر $SU(1, 1)$ ، هامیلتون مدل IBM را برای توصیف منطقه گذار بین حدود $U(5)$ - $O(6)$ هستهها بصورت زیر بیان میشود:

$$(۱) \quad H = gS_0^+ S_0^- + \alpha S_1^0 + \beta C_2(SO(5)) + \gamma C_2(SO(3))$$

پارامترها مقادیر حقیقی هستند. این هامیلتونین به ازای $C_s = C_d$ تقارن دینامیکی $O(6)$ ، به ازای $C_s = 0$ $C_d \neq 0$ برای توصیف حد تقارنی $U(5)$ و نهایتاً به ازای $C_s \neq C_d \neq 0$ برای مطالعه ناحیه گذاری مورد استفاده قرار میگیرد.

برای محاسبه طیف انرژی، ویژه حالات را به صورت زیر در نظر میگیریم [۱۰].

$$(2) \quad |\psi\rangle_{LM}^B = |m, v, \nu n_\Delta, LM\rangle = \theta S_{x_1}^+ S_{x_2}^+ S_{x_3}^+ \dots S_{x_m}^+ |lw\rangle_{LM}^B$$

حال ویژه مقادیر هامیلتونین به صورت زیر بیان میگردد:

$$(۳) \quad E = h^k + \alpha \Lambda_1^0 + \beta \nu(\nu + 3) + \gamma L(L + 1)$$

پارامترهای $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ مقادیر حقیقی هستند. همچنین عدد کوانتومی m با استفاده از رابطه $N = 2m + \nu_s + \nu$ به تعداد کل بوزونهای سیستم مرتبط میشود. برای تعیین طیف انرژی هر هسته انتخابی در این ناحیه مطالعاتی باید مجموعه‌ای از معادلات غیر خطی بت-آنسازر با تعداد m مجهول حل گردد. برای تعیین ریشههای بت-آنسازر جهت تعیین ترازهای انرژی هسته مورد مطالعه با مقادیر ν_s و ν خاص، ابتدا با استفاده از مقادیر حاصل از برازش طیف انرژی به مقادیر تجربی قابل دسترس، مقدار کمیتها تعیین شده و سپس معادله بالا به ازای حالت $i=1$ حل میشود. سپس با استفاده از برنامه‌های محاسباتی موجود از جمله Matlab سایر ریشههای این سیستم به طور کامل محاسبه میگردد. لازم به توضیح است که محاسبات مورد نظر به ازای مقادیر مختلف ثابتهای حاصل از فرآیند برازش اطلاعات تجربی تا جایی تکرار میشود تا مقدار خطای محاسباتی به کمینه مقدار خود برسد.

۱-۱- محاسبه آنتروپی درهمتنیدگی در مدل IBM

در ادامه، بر روی درهم تنیدگی در منطقه گذار فاز کوانتومی در هستهها را بحث می‌کنیم و نحوه تعیین درهمتنیدگی آنتروپی در مدل IBM را ارائه می‌دهیم. ما فقط آنتروپی فون نویمان را به عنوان معیاری مناسب برای درهمتنیدگی در نظر خواهیم گرفت. یکی از سادهترین کمیتها برای اندازه گیری درهمتنیدگی بین دو جسم، آنتروپی فون نویمان است. آنتروپی درهمتنیدگی را میتوان با استفاده از تجزیه اشمیت نشان داد. هر حالت خالص دوبرخی را میتوان به صورت زیر بیان کرد.



$$|\psi\rangle_{AB} = \sum_{i=1}^m a_i |v_i\rangle_A \otimes |v_i\rangle_B \quad (4)$$

آنتروپی فون نیومن را میتوان با استفاده از تجزیه اشمیت نوشت بصورت:

$$S_A = S_B = -\sum_{i=1}^m |a_i|^2 \log(|a_i|^2) \quad (5)$$

با استفاده از روابط زیر

$$S_{x_i}^+ = \frac{c_s}{1-c_s^2 x_i} S_s^+ + \frac{c_d}{1-c_d^2 x_i} S_d^+ = \alpha_i S_s^+ + \beta_i S_d^+ \quad (6)$$

$$(S^+)^m |k, k\rangle = \sqrt{\frac{m! \Gamma(m+2k)}{\Gamma(2k)}} |k, k+m\rangle \quad (7)$$

میتوان تابع موج رابطه (۲) را به صورت تجزیه اشمیت نوشت:

$$|\psi\rangle_{v, L, M_L}^B = \sum_{l=0}^m b_{l, k_s, k_d} |k_s, k_s + l, L, M_L\rangle |k_d, k_d + (m-l), L, M_L\rangle \quad (8)$$

ما آنتروپی درهمتیدگی را در مدل برهمکنش بوزونی به صورت زیر بدست آوردیم:

$$S^B = S_s = S_d = -\sum_{l=0}^m |b_{l, k_s, k_d}|^2 \log(|b_{l, k_s, k_d}|^2) \quad (9)$$

$$b_{l, k_s, k_d} = \frac{A_l \sqrt{\left(\frac{r! \Gamma(r+2k_s)}{\Gamma(2k_s)}\right) \times \left(\frac{(m-r)! \Gamma((m-r)+2k_d)}{\Gamma(2k_d)}\right)}}{\sqrt{\sum_{r=0}^m A_r^2 \left(\frac{r! \Gamma(r+2k_s)}{\Gamma(2k_s)}\right) \times \left(\frac{(m-r)! \Gamma((m-r)+2k_d)}{\Gamma(2k_d)}\right)}}$$

$$(10)$$

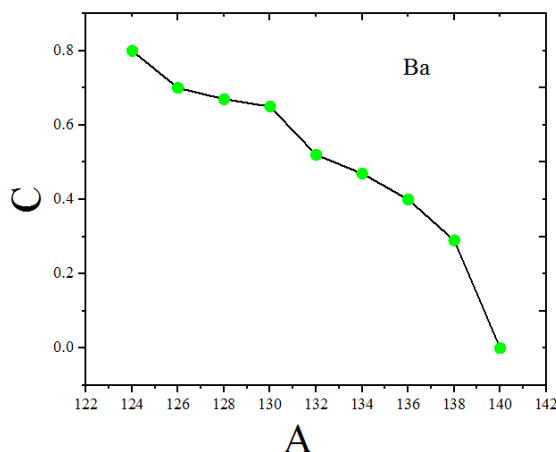
$$A_l = \frac{1}{l!(m-l)!} \sum_{\pi \in S_m} \alpha_{\pi(1)} \alpha_{\pi(2)} \dots \alpha_{\pi(l)} \beta_{\pi(l+1)} \dots \beta_{\pi(m)} \quad (11)$$

۳- نتایج:

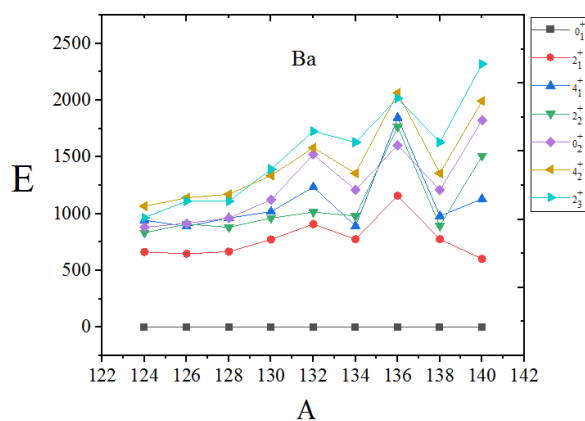
بعضی از هسته‌ها در منطقه جرمی $A \approx 130$ دارای ویژگیهای گذار بین حدهای کروی و تغییر شکلیافته گامای ناپایدار محوری میباشند [۹]. مطالعات تجربی و تئوری انجام شده بر روی طیف انرژی برای ایزوتوپهای باریوم، ویژگیهای گذار $U(5)$ O(۶) را نشان میدهد. در این مقاله ما ایزوتوپهای زوج-زوج باریوم با عدد جرمی $A = 122 - 140$ ($56122 - 140Ba$) را



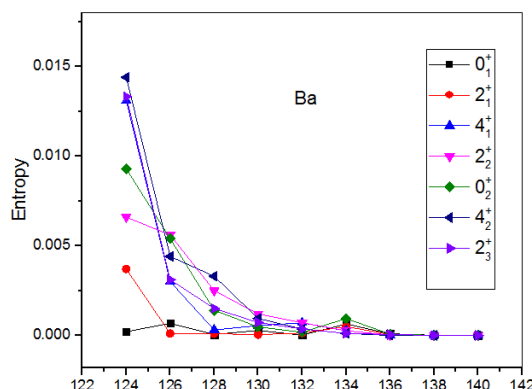
با استفاده از مدل IBM بررسی کردیم. ابتدا با استفاده از روابط (۳) و (۹)، طیف انرژی و مقادیر آنتروپی درهم-تنیدگی این ایزوتوپ-های محاسبه شد. مقادیر کنترل پارامتر بدست آمده برای این ایزوتوپها نیز محاسبه شد که این کمیت از مقادیر ۰.۸ برای ^{56}Ba به ^{140}Ba کاهش مییابد. نتایج در شکل (۱) نشان داده شده است. از مقادیر کنترل پارامتر بدست آمده می-توان دریافت که ایزوتوپ-های Ba یک گذار از حد گامای ناپایدار به حد ارتعاشی را نشان می-دهد. نتایج برای پائینترین حالات انرژی و مقادیر آنتروپی درهم‌تنیدگی برای ایزوتوپهای زوج-زوج Ba ۱۴۰ - ۵۶۱۲۲ به ترتیب در شکل‌های (۲) و (۳) نشان داده شده است. از شکل (۳) میتوان دریافت که مقادیر آنتروپی درهم‌تنیدگی و کنترل پارامتر محاسبه شده یک تغییر شکل از حد $O(6)$ گاما ناپایدار به شکل $U(5)$ (کروی در ایزوتوپ-های زوج-زوج باریوم را نشان میدهد. بنابراین از مقادیر آنتروپی بدست آمده میتوان دریافت که آنتروپی درهم‌تنیدگی یک پارامتر نظم مناسب برای تشخیص گذار فاز شکلی در سیستم‌های هسته‌ای است.



شکل (۱) مقادیر کنترل پارامتر بدست آمده ایزوتوپ-های ^{140}Ba - ۵۶۱۲۲



شکل (۲) پائینترین حالات انرژی محاسبه‌شده ایزوتوپهای زوج-زوج باریوم ^{140}Ba - ۵۶۱۲۲



شکل (۳) مقادیر آنترپی درهمتنیدگی محاسبه شده برای ایزوتوپهای زوج-زوج Ba ۱۴۰ - ۵۶۱۲۲

۴- بحث و نتیجه گیری:

در این مقاله، ما در مورد چگونگی استفاده از آنترپی درهمتنیدگی برای تشخیص انتقال فاز کوانتومی بحث کردیم. ما آنترپی درهمتنیدگی را در مدل اندرکنش بوزونی (IBM) بررسی کردیم. مشخص شد که آنترپی درهمتنیدگی یک پارامتر نظم مناسب برای تشخیص گذار فازی شکلی در سیستم‌های هسته‌ای است. نتایج نشان داد که هیچ درهمتنیدگی بین بوزون های s و d در حد $U(5)$ وجود ندارد و حداکثر مقدار درهمتنیدگی در حد $O(6)$ است. همچنین مقادیر آنترپی درهمتنیدگی و کنترل پارامتر محاسبه شده یک تغییر شکل از حد گاما ناپایدار در ایزوتوپهای سبکتر باریوم به شکل کروی در ایزوتوپهای سنگینتر باریوم را نشان می‌دهد.

۵- مراجع:

- [1] Pichler, T., Dalmonte, M., Rico, E., Zoller, P., & Montangero, S. (۲۰۱۶). Real-time dynamics in $U(1)$ lattice gauge theories with tensor networks. *Physical Review X*, ۶(۱), ۰۱۱۰۲۳.
- [۲] Cloët, I. C., Dietrich, M. R., Arrington, J., Bazavov, A., Bishof, M., Freese, A., ... & Zohar, E. (۲۰۱۹). Opportunities for Nuclear Physics & Quantum Information Science. arXiv preprint arXiv:۱۹۰۳.۰۵۴۵۳.
- [۳] Roggero, A., Gu, C., Baroni, A., & Papenbrock, T. (۲۰۲۰). Preparation of excited states for nuclear dynamics on a quantum computer. *Physical Review C*, 102(۶), ۰۶۴۶۲۴.
- [۴] Malik, S. S., & Mazumdar, I. (۲۰۱۹). Role of quantum phase transition in spontaneous fission. *Nuclear Physics A990*, ۲۲۰-۲۴۳.
- [۵] Rowe, D. J. (۲۰۰۴). Phase transitions and quasi-dynamical symmetry in nuclear collective models: I. The $U(5)$ to $O(6)$ phase transition in the IBM. *Nuclear Physics A*, 745(۱-۲), ۴۷-۷۸.
- [۶] Iachello, F. (۱۹۷۹). The interacting boson model. In *Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy* (pp. ۲۳-۳۵). Springer, Boston.
- [۷] Iachello, F. (۲۰۰۰). Dynamic symmetries at the critical point. *Physical Review Letters*, ۸۵(۱۷), ۳۵۸۰.
- [۸] Iachello, F. (۲۰۰۱). Analytic description of critical point nuclei in a spherical-axially deformed shape phase transition. *Physical Review Letters*, 87(۵), ۰۵۲۵۰۲.
- [۹] Jafarizadeh, M. A., Ghapanvari, M., & Amiri, N. (۲۰۲۲). Entanglement entropy as a signature of a quantum phase transition in nuclei in the framework of the interacting boson model and interacting boson-fermion model. *Physical Review C*, 105(۱), ۰۱۴۳۰۷.

[۱۰] Jafarizadeh, M. A., Ghapanvari, M., & Fouladi, N. (۲۰۱۵). Algebraic solutions for $U^{B F}(\infty)-O^{B F}(6)$ quantum phase transition in odd-mass-number nuclei. *Physical Review C*, 92(5), ۰۵۴۳۰۶.



توسعه و ارزیابی نرم افزار تصحیح پراکندگی و تضعیف تصاویر PET مغز با استفاده از شبکه

GAN (کد مقاله : ۱۲۷۷)

مریم قنبری خانقاه^{۱*} - محمد بابایی قانع^۱ - علیرضا صدر ممتاز^۱

۱. دانشگاه گیلان ، دانشکده علوم پایه ، گروه فیزیک

چکیده:

در تصویربرداری PET، پراکندگی و تضعیف فوتون‌ها باعث کاهش کیفیت تصاویر می‌شوند. تصحیح اثرات پراکندگی و تضعیف یکی از چالش‌های اساسی در بهبود کیفیت تصاویر PET مغز است. در این پژوهش، یک نرم‌افزار برای تصحیح پراکندگی و تضعیف با استفاده از مدل شبکه مولد تقابلی (GAN) بدون نیاز به داده‌های CT و MRI طراحی شد. آموزش مدل با روش fold cross-validation - ۱۰ و طی ۲۰۰ اپاک انجام شد. عملکرد شبکه با استفاده از معیارهای PSNR، MSE و SSIM ارزیابی شد. نتایج نشان داد که تصاویر اصلاح‌شده با مقادیر $PSNR=0.039$ ، $MSE=0.0039$ ، و $SSIM=0.9617$ به ترتیب ۹۹.۶٪ دقت، ۸۶.۴٪ کیفیت سیگنال و ۹۶.۲٪ شباهت ساختاری با تصاویر مرجع دارند. در نهایت، برای استفاده آسان و مؤثر، مدل به صورت رابط کاربری گرافیکی (GUI) پیاده‌سازی شد.

کلمات کلیدی: یادگیری عمیق شبکه مولد رقابتی تصحیح تضعیف تصحیح پراکندگی PET

Development and Evaluation of a Software for Scatter and Attenuation Correction in Brain PET Images Using GAN Network

Maryam Ghanbari Khaneqah^{۱*} - Mohammad Babaei Ghane^۱ - Alireza Sadr Momtaz^۱

۱. University of Guilan, Faculty of Basic Sciences, Department of Physics

Abstract:

In PET imaging, photon scattering and attenuation reduce image quality. Correcting the effects of scattering and attenuation is a major challenge in improving brain PET image quality. In this study, a software for correcting scattering and attenuation using a Generative Adversarial Network (GAN) model was designed to correct raw PET images without the need for CT or MRI data. The model was trained using the ۱۰-fold cross-validation method over ۲۰۰ epochs. The network's performance was evaluated using MSE, PSNR, and SSIM metrics. The results showed that the corrected images had $MSE=0.0039$, $PSNR=0.039$, and $SSIM=0.9617$, corresponding to ۹۹.۶% accuracy, ۸۶.۴% signal quality, and ۹۶.۲% structural similarity to the reference images. Finally, the model was implemented as a graphical user interface (GUI) for easy and effective use.

Keywords: Deep learning, Generative adversarial network, Attenuation correction, Scatter correction, PET



۱ - مقدمه:

توموگرافی گسیل پوزیترون PET^{65} روشی پیشرفته در پزشکی هسته‌ای برای تصویربرداری عملکردی و ارزیابی سوخت و ساز است. از زمان توسعه تصویربرداری PET ، تضعیف فوتون به‌عنوان اصلی‌ترین عامل کاهش کیفیت تصاویر به‌شمار می‌رود که باعث کاهش انرژی فوتون و پراکندگی آن می‌شود [۱،۳]. در تصویربرداری PET مغز، به‌دلیل ساختار غیریکنواخت شامل بافت نرم و جمجمه، توسعه روش‌های تصحیح دقیق تضعیف و پراکندگی بدون نیاز به CT^{66} یا MRI^{67} ، چالش‌برانگیز است. تصحیح تضعیف و پراکندگی، که به‌عنوان ASC^{68} شناخته می‌شود، برای دستیابی به دقت کمی بالا و کیفیت تصویر مطلوب ضروری است [۴،۵]. برای تصحیح پراکندگی در PET از روش‌هایی مانند پنجره انرژی، کانولوشنی و شبیه‌سازی استفاده می‌شود که با وجود دقت بالا، به محاسبات پیچیده و زمان زیاد نیاز دارند [۶]. در تصحیح تضعیف نیز نقشه‌های CT یا شبه CT از MRI به‌کار می‌روند، اما CT با دوز اشعه اضافی و MRI با پیچیدگی پردازش محدودیت‌هایی دارند [۷-۱۲]. دستیابی به روش‌هایی با دقت بالا و بدون نیاز به مدالیته‌های اضافی همواره مورد توجه بوده است.

در سال‌های اخیر، پیشرفت یادگیری عمیق مبتنی بر هوش مصنوعی به‌دلیل توانایی تحلیل داده‌های پیچیده، راهکارهای نوینی برای تصحیح این اثرات ارائه کرده است [۱۳]. شبکه‌های مولد رقابتی که اولین بار در سال ۲۰۱۴ توسط گودفلو و همکاران معرفی شدند، یکی از پیشرفت‌های مهم در مدل‌های مولد عمیق بدون نظارت محسوب می‌شوند [۱۴،۱۵]. شبکه‌های مولد رقابتی GAN^{69} شامل دو شبکه عصبی به‌نام‌های مولد $Generator$ و تشخیص‌دهنده $Discriminator$ هستند. مولد تلاش می‌کند داده‌های جعلی شبیه داده‌های واقعی تولید کند، درحالی‌که تشخیص‌دهنده به تفکیک داده‌های واقعی و جعلی می‌پردازد. این رقابت شبیه یک بازی در نظریه بازی‌ها است که مولد خطای تشخیص را حداقل و تشخیص‌دهنده دقت خود را حداکثر می‌کند [۱۶،۱۷].

در این پژوهش، جهت رفع چالش‌های یادشده، شبکه مولد تقابلی $Pix2Pix$ با استفاده از داده‌های PET مغز بالینی تصحیح‌شده و تصحیح‌نشده آموزش می‌بیند. این نرم‌افزار به‌گونه‌ای طراحی شده است که قادر به تصحیح تصاویر خام PET مغز بدون نیاز به داده‌های اضافی (مانند CT یا MRI) و ارائه نتایج اصلاح‌شده است.

۲ - روش کار:

جهت دستیابی به اهداف یاد شده، از مجموعه داده‌هایی با مشخصات زیر جهت آموزش شبکه استفاده می‌شود.

۲-۱- مجموعه داده های آموزشی

در این مطالعه، تصاویر اسکن مغز با رادیوداروی $FDG-PET$ از مجموعه داده‌های $ACRIN-NSCLC-FDG-PET$ ، موجود در پایگاه داده $TCIA$ [۱۸]، به‌منظور آموزش شبکه انتخاب شدند. این مجموعه شامل ۱۱۷۰ تصویر مغز از ۴۳ بیمار مبتلا به سرطان ریه است که ۶۸ درصد از بیماران مرد و ۳۲ درصد زن هستند. محدوده سنی بیماران بین ۴۳ تا ۷۳ سال متغیر است. تمامی اسکن‌ها با استفاده از اسکنر تمام‌بدن $GEMS PETD$ ، تولیدشده توسط شرکت $GE Medical Systems$ ، انجام شده‌اند. برای تصحیح تصاویر، از اسکن‌های هم‌زمان CT بهره گرفته شده و تصحیح پراکندگی با روش کانولوشنی صورت گرفته است. در نهایت،

⁶⁵ Positron Emission Tomography

⁶⁶ Computer Tomography

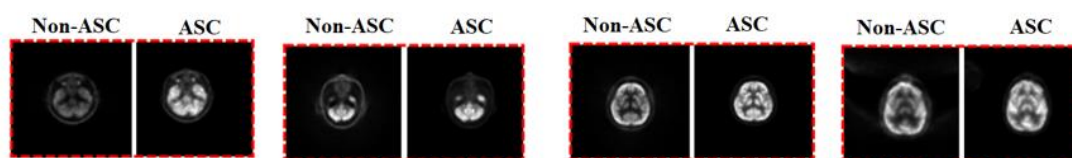
⁶⁷ Magnetic Resonance Imaging

⁶⁸ Attenuation Scatter Correction

⁶⁹ Generative adversarial network



تصاویر PET با استفاده از الگوریتم بازسازی $OSEM^{VO}$ و با ابعاد ماتریس 128×128 بازسازی شدند. در شکل ۱، نمونه‌هایی از تصاویر اصلاح‌شده و اصلاح‌نشده داده‌های آموزشی نمایش داده شده است.

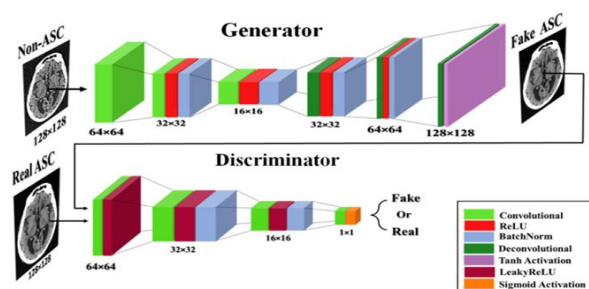


شکل (۱): نمونه‌هایی از تصاویر اصلاح‌شده و اصلاح‌نشده مغز از مجموعه داده‌های آموزشی.

۲-۲- آموزش شبکه

مدل GAN استفاده‌شده از نوع Pix2Pix است که برای تبدیل تصاویر Non-ASC به ASC طراحی شده است. در مرحله پیش‌پردازش، تصاویر DICOM به ابعاد 128×128 تغییر داده و نرمال‌سازی می‌شوند تا تفاوت در ابعاد و شدت پیکسل‌ها بر عملکرد شبکه تأثیر نگذارد. [۱۹-۲۱].

مطابق شکل (۲)، تصویر Non-ASC با ابعاد 128×128 وارد شبکه شده و پس از عبور از لایه‌های کانولوشنی، نرمال‌سازی Batch Normalization و توابع فعال‌سازی مانند ReLU و Tanh، ابعاد آن موقتاً کاهش می‌یابد. سپس از طریق لایه‌های بازسازی، تصویر به ابعاد اصلی بازگردانده شده و به صورت یک تصویر اصلاح‌شده جعلی Fake AC تولید می‌شود که براساس ویژگی‌های تصاویر Non-ASC و ASC ورودی شکل گرفته است [۲۲، ۲۳]. متمایزگر با استفاده از لایه‌های کانولوشنی، Batch Norm و LeakyReLU، تصویر را تحلیل کرده و با تابع فعال‌سازی Sigmoid واقعی یا جعلی بودن آن را تعیین می‌کند. الگوریتم Adam با نرخ یادگیری 0.0002 برای آموزش مدل استفاده شده است. مولد از تابع ضرر MSE Loss برای کمینه کردن اختلاف با تصویر واقعی بهره می‌برد، در حالی که متمایزگر از ترکیب BCE Loss با Logits Loss برای تشخیص واقعی یا جعلی بودن و MSE Loss برای کاهش تفاوت ویژگی‌ها استفاده می‌کند. فرآیند کلی آموزش در شکل (۱) نمایش داده شده است. [۲۴، ۲۵] آموزش شبکه در ۲۰۰ اپیاک با استفاده از روش ۱۰-fold cross-validation انجام شده است تا عملکرد مدل به طور بهینه ارزیابی و بهبود یابد. این روش، با تقسیم داده‌ها به ۱۰ زیرمجموعه و استفاده از هر کدام به عنوان داده آزمایشی در یک دوره، به شبکه کمک می‌کند تا مدل خود را با استفاده از داده‌های مختلف بهبود دهد و از بیش برآزش شدن جلوگیری کند [۲۶-۲۸].



شکل (۲): مراحل آموزش شبکه GAN لایه‌های استفاده شده در فرآیند آموزش مولد و متمایزگر



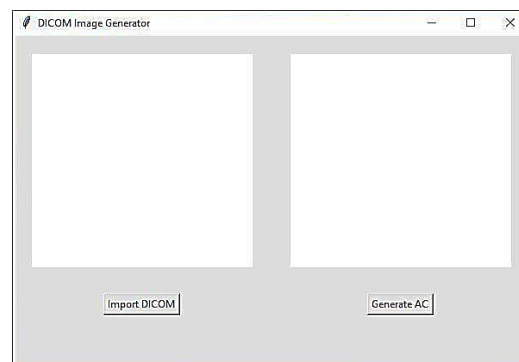
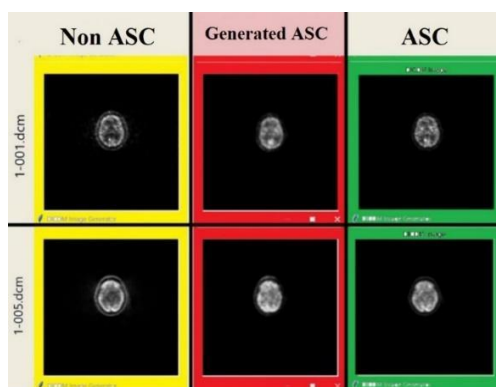
۳-۲- اعتبارسنجی

عملکرد الگوریتم‌های تصحیح تصاویر PET با مقایسه تصویر اصلاح‌شده مدل و تصویر مرجع ارزیابی شده است. برای این ارزیابی از سه معیار کلیدی استفاده می‌شود: میانگین مربعات خطا $MSE^{۷۱}$ ، نسبت اوج سیگنال به نویز $PSNR^{۷۲}$ ، و شاخص شباهت ساختاری $SSIM^{۷۳}$. MSE به معنای میانگین مربعات خطای پیکسل‌های تصویر اصلاح‌شده و تصویر مرجع را اندازه‌گیری می‌کند، و مقدار کمتر آن نشان‌دهنده دقت بالاتر مدل است. $PSNR$ کیفیت بازسازی را با سنجش خطای موجود در تصویر بازسازی‌شده نسبت به تصویر اصلی ارزیابی می‌کند؛ مقدار بالاتر $PSNR$ به معنای کیفیت بهتر است. $SSIM$ نیز شباهت بصری بین تصویر بازسازی‌شده و مرجع را ارزیابی کرده و بر جنبه‌های ساختاری، کنتراست و روشنایی تمرکز دارد؛ مقدار نزدیک به ۱ بیانگر شباهت بالا است. این معیارها به‌طور جامع دقت و توانایی شبکه GAN را در تولید تصاویر اصلاح‌شده با کیفیت ارزیابی می‌کنند [۲۹-۳۱].

۳- نتایج:

در این مطالعه، شبکه GAN با روش $fold\ cross-validation$ -۱۰ و ۲۰۰ اپیاک آموزش داده شده است. داده‌ها به ۱۰ بخش تقسیم شده و هر بخش یک‌بار برای اعتبارسنجی استفاده شده است. معیارهای $PSNR$ ، MSE و $SSIM$ برای انتخاب بهترین مدل محاسبه شده‌اند. در نهایت، بهترین بخش بر اساس عملکرد معیارها به‌عنوان بهترین مدل انتخاب شده است. تحلیل نتایج نشان داده است که مقدار MSE برای تصاویر اصلاح‌شده برابر با ۰.۰۰۳۹ (معادل ۹۹.۶٪ دقت) بوده است که نشان‌دهنده خطای کم و توانایی شبکه در بازسازی دقیق ویژگی‌های تصویر است. مقدار $PSNR$ برابر با ۲۵.۹۲ (معادل ۸۶.۴٪) نزدیک به کیفیت سیگنال مرجع (محاسبه شده است که نشان‌دهنده کیفیت مناسب سیگنال در تصاویر اصلاح‌شده است. همچنین، شاخص $SSIM$ برابر با ۰.۹۶۱۷ (معادل ۹۶.۲٪ شباهت ساختاری) گزارش شده است که بیانگر شباهت بالای ساختاری بین تصاویر اصلاح‌شده شبکه و تصویر اصلاح شده واقعی می‌باشد.

به‌منظور تسهیل استفاده از شبکه، بهترین مدل آموزش‌دیده در رابط کاربری گرافیکی (GUI) بارگذاری شده است. این رابط به کاربران امکان می‌دهد تصاویر اصلاح‌نشده را آپلود کرده و نتایج اصلاح‌شده را مشاهده کنند. شکل (۳) نمایی از این رابط را با پنجره‌های ورودی و خروجی برای نمایش تصاویر ارائه می‌دهد.



شکل (۳): نمای رابط کاربری نرم‌افزار توسعه‌یافته مبتنی بر شبکه GAN (الف) نتایج حاصل از تصحیح داده‌های جدید توسط نرم‌افزار (ب)

^{۷۱} Mean squared error

^{۷۲} Peak signal-to-noise ratio

^{۷۳} Structural similarity index measure



برای نمایش نتایج بصری، دو تصویر جدید از اسکن‌های PET مغز که در فرآیند آموزش و اعتبارسنجی استفاده نشده بودند، به مدل وارد شدند. این تصاویر برای ارزیابی عملکرد مدل روی داده‌های خارج از مجموعه آموزشی انتخاب شدند. نتایج پردازش این تصاویر، که نشان‌دهنده بهبود کیفیت توسط شبکه است، در شکل (۳-ب) ارائه شده‌اند و دقت و توانایی مدل در تصحیح تصاویر جدید با کیفیت مشابه به تصاویر اصلاح‌شده اصلی را تأیید می‌کنند.

۴- بحث و نتیجه گیری:

این مطالعه با هدف ارائه یک رویکرد نوین برای رفع چالش‌های موجود در تصحیح تصاویر PET مغز، از شبکه مولد تقابلی Pix2Pix بهره می‌برد. این شبکه با استفاده از دیتاست‌های بالینی PET مغز، که شامل تصاویر تصحیح‌شده و تصحیح‌نشده است، آموزش دیده است. رویکرد پیشنهادی این امکان را فراهم می‌کند که تصاویر خام PET مغز بدون نیاز به داده‌های کمکی مانند اسکن‌های CT یا MRI اصلاح شوند، که این ویژگی استفاده از روش را در محیط‌های بالینی و پژوهشی بسیار کارآمد می‌سازد. عملکرد مدل با استفاده از معیارهای MSE، PSNR و SSIM مورد ارزیابی قرار گرفته است. مقدار پایین MSE نشان‌دهنده خطای کم شبکه در بازسازی تصاویر و دقت بالای آن در اصلاح اثرات پراکندگی و تضعیف است. مقادیر بالای PSNR بیانگر توانایی مدل در حفظ کیفیت سیگنال در تصاویر اصلاح‌شده و مقادیر بالای SSIM نشان‌دهنده شباهت ساختاری قابل توجه بین تصاویر اصلاح‌شده و تصاویر مرجع است. این نتایج نشان می‌دهند که شبکه قادر به تصحیح دقیق تصاویر خام و حفظ ویژگی‌های ساختاری و بصری آن‌ها است. علاوه بر این، برای ارزیابی تعمیم‌پذیری مدل، تصاویر جدیدی که در فرآیند آموزش و اعتبارسنجی مورد استفاده قرار نگرفته بودند، به شبکه وارد شدند. نتایج نشان داد که شبکه توانایی تصحیح این تصاویر را نیز با کیفیت بالا دارد و تصاویر اصلاح‌شده‌ای تولید می‌کند که به تصاویر مرجع بسیار نزدیک هستند.

در آینده، می‌توان از این مدل برای سایر انواع تصاویر پزشکی، مانند SPECT، و همچنین تصاویر PET از دیگر نواحی بدن استفاده کرد. علاوه بر این، با استفاده از تکنیک‌های پیشرفته‌تر یادگیری عمیق و افزایش تنوع و پیچیدگی مجموعه داده‌های آموزشی، می‌توان عملکرد شبکه را بیش از پیش بهبود بخشید. توسعه این رویکرد می‌تواند گامی مهم در جهت ساده‌سازی فرآیندهای تصحیح تصاویر پزشکی و بهبود دقت تشخیصی در تصویربرداری پزشکی باشد.

۵- مراجع:

- [۱] Bailey, D. L., Maisey, M. N., Townsend, D. W., & Valk, P. E. (۲۰۰۵). Positron emission tomography (Vol. ۲, p. ۲۲). London: Springer.
- [۲] Townsend, D. W. (۲۰۰۸, May). Positron emission tomography/computed tomography. In Seminars in nuclear medicine (Vol. ۳۸, No. ۳, pp. ۱۵۲-۱۶۶). WB Saunders.
- [۳] Berker, Y., & Li, Y. (۲۰۱۶). Attenuation correction in emission tomography using the emission data—a review. Medical physics, ۴۳(۲), ۸۰۷-۸۳۲.
- [۴] Yang, J., Park, D., Gullberg, G. T., & Seo, Y. (۲۰۱۹). Joint correction of attenuation and scatter in image space using deep convolutional neural networks for dedicated brain ^{18}F -FDG PET. Physics in medicine & biology, ۶۴(۷), ۰۷۵۰۱۹.
- [۵] Jimenez-Mesa, C., Arco, J. E., Martinez-Murcia, F. J., Suckling, J., Ramirez, J., & Gorriz, J. M. (۲۰۲۳). Applications of machine learning and deep learning in SPECT and PET imaging: General overview, challenges and future prospects. Pharmacological Research, ۱۹۷, ۱۰۶۹۸۴.
- [۶] Zaidi, H., & Koral, K. F. (۲۰۰۴). Scatter modelling and compensation in emission tomography. European journal of nuclear medicine and molecular imaging, ۳۱, ۷۶۱-۷۸۲.



- [۶] Zaidi, H., & Montandon, M. L. (۲۰۰۷). Scatter compensation techniques in PET. PET clinics, ۲(۲), ۲۱۹-۲۳۴.
- [۷] Zaidi, H. (۲۰۰۱). Scatter modelling and correction strategies in fully ۳-D PET. Nuclear medicine communications, ۲۲(۱), ۱۱۸۱-۱۱۸۴.
- [۸] Zaidi, H., Montandon, M. L., & Alavi, A. (۲۰۰۷). Advances in attenuation correction techniques in PET. PET clinics, ۲(۲), ۱۹۱-۲۱۷.
- [۹] Wagenknecht, G., Kaiser, H. J., Mottaghy, F. M., & Herzog, H. (۲۰۱۳). MRI for attenuation correction in PET: methods and challenges. Magnetic resonance materials in physics, biology and medicine, ۲۶, ۹۹-۱۱۳.
- [۱۰] Bezrukov, I., Mantlik, F., Schmidt, H., Schölkopf, B., & Pichler, B. J. (۲۰۱۳, January). MR-based PET attenuation correction for PET/MR imaging. In Seminars in nuclear medicine (Vol. ۴۳, No. ۱, pp. ۴۵-۵۹). WB Saunders.
- [۱۱] Lee, T. C., Alessio, A. M., Miyaoka, R. M., & Kinahan, P. E. (۲۰۱۵). Morphology supporting function: attenuation correction for SPECT/CT, PET/CT, and PET/MR imaging. The quarterly journal of nuclear medicine and molecular imaging: official publication of the Italian Association of Nuclear Medicine (AIMN)[and] the International Association of Radiopharmacology (IAR),[and] Section of the Society of..., ۶۰(۱), ۲۵.
- [۱۲] Lee, J. S. (۲۰۲۰). A review of deep-learning-based approaches for attenuation correction in positron emission tomography. IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences, ۵(۲), ۱۶۰-۱۸۴.
- [۱۳] Goodfellow, I., Pouget-Abadie, J., Mirza, M., Xu, B., Warde-Farley, D., Ozair, S., ... & Bengio, Y. (۲۰۱۴). Generative adversarial nets. Advances in neural information processing systems, ۲۷.
- [۱۴] Creswell, A., White, T., Dumoulin, V., Arulkumaran, K., Sengupta, B., & Bharath, A. A. (۲۰۱۸). Generative adversarial networks: An overview. IEEE signal processing magazine, ۳۵(۱), ۵۳-۶۵.
- [۱۵] Alotaibi, A. (۲۰۲۰). Deep generative adversarial networks for image-to-image translation: A review. Symmetry, ۱۲(۱۰), ۱۷۰۵.
- [۱۶] Vashistha, R., Vegh, V., Moradi, H., Hammond, A., O'Brien, K., & Reutens, D. (۲۰۲۴). Modular GAN: positron emission tomography image reconstruction using two generative adversarial networks. Frontiers in Radiology, ۴, ۱۴۶۶۴۹۸.
- [۱۷] The Cancer Imaging Archive. (n.d.). *ACRIN-FDG-PET dataset*. Retrieved January ۱۵, ۲۰۲۵, from https://www.cancerimagingarchive.net/collection/acrin-nsclc-fdg-pet/
- [۱۸] You, A., Kim, J. K., Ryu, I. H., & Yoo, T. K. (۲۰۲۲). Application of generative adversarial networks (GAN) for ophthalmology image domains: a survey. Eye and Vision, ۹(۱), ۶.
- [۱۹] Liu, H., Brock, A., Simonyan, K., & Le, Q. (۲۰۲۰). Evolving normalization-activation layers. Advances in Neural Information Processing Systems, ۳۳, ۱۳۵۳۹-۱۳۵۵۰.
- [۲۰] Cho, J., & Yoon, K. (۲۰۲۰). Conditional activation GAN: improved auxiliary classifier GAN. IEEE Access, ۸, ۲۱۶۷۲۹-۲۱۶۷۴۰.



- [۲۲] Zhang, X., & Li, S. (۲۰۲۱). Flow Image Generation Algorithms for Improving GAN. *Journal of Flow Visualization and Image Processing*, ۲۸(۱).
- [۲۳] Kalayeh, M. M., & Shah, M. (۲۰۱۹). Training faster by separating modes of variation in batch-normalized models. *IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence*, ۴۲(۶), ۱۴۸۳-۱۵۰۰.
- [۲۴] De Souza, V. L. T., Marques, B. A. D., Batagelo, H. C., & Gois, J. P. (۲۰۲۳). A review on generative adversarial networks for image generation. *Computers & Graphics*, ۱۱۴, ۱۳-۲۵.
- [۲۵] Li, Y., Sixou, B., & Peyrin, F. (۲۰۲۱). A review of the deep learning methods for medical images super resolution problems. *Irbm*, ۴۲(۲), ۱۲۰-۱۳۳.
- [۲۶] Ahmad, N., & Nath, V. (۲۰۲۴). Evaluating Nine Machine Learning Algorithms for GaN HEMT Small Signal Behavioral Modeling through K-fold Cross-Validation. *Engineering, Technology & Applied Science Research*, ۱۴(۴), ۱۵۷۸۴-۱۵۷۹۰.
- [۲۷] Cirillo, M. D., Abramian, D., & Eklund, A. (۲۰۲۱). VoxVox: ۳D-GAN for brain tumour segmentation. In *Brainlesion: Glioma, Multiple Sclerosis, Stroke and Traumatic Brain Injuries: ۱۲th International Workshop, BrainLes ۲۰۲۰, Held in Conjunction with MICCAI ۲۰۲۰, Lima, Peru, October ۴, ۲۰۲۰, Revised Selected Papers, Part I ۶* (pp. ۲۷۴-۲۸۴). Springer International Publishing.
- [۲۸] Li, W., Chen, J., Cao, J., Ma, C., Wang, J., Cui, X., & Chen, P. (۲۰۲۲). EID-GAN: Generative adversarial nets for extremely imbalanced data augmentation. *IEEE Transactions on Industrial Informatics*, ۱۹(۳), ۳۲۰۸-۳۲۱۸.
- [۲۹] Sara, U., Akter, M., & Uddin, M. S. (۲۰۱۹). Image quality assessment through FSIM, SSIM, MSE and PSNR—a comparative study. *Journal of Computer and Communications*, ۷(۳), ۸-۱۸.
- [۳۰] Hore, A., & Ziou, D. (۲۰۱۰, August). Image quality metrics: PSNR vs. SSIM. In *۲۰۱۰ ۲۰th international conference on pattern recognition* (pp. ۲۳۶۶-۲۳۶۹). IEEE..
- [۳۱] Preedanan, W., Kondo, T., Bunnun, P., & Kumazawa, I. (۲۰۱۸, January). A comparative study of image quality assessment. In *۲۰۱۸ international workshop on advanced image technology (IWAIT)* (pp. ۱-۴). IEEE.



مطالعه چشم انداز استفاده راکتورهای WWER-SKD در یک چرخه سوخت بسته (کد مقاله :

(۱۲۹۹)

- مهدی مرزبان - هادی حدادیان نژاد یوسفی - حمید ولی خانی - داریوش مستی

نیروگاه اتمی بوشهر

چکیده:

در آغاز هزاره جدید، هشت کشور دارای انرژی هسته‌ای توسعه یافته، تحت نظارت آژانس، در مطالعات مربوط به راکتورهای نوآورانه هسته‌ای و چرخه‌های سوخت شرکت کردند تا چرخه بسته سوخت هسته‌ای (CFC) را انتخاب کنند و تحقیق و توسعه مشترک را انجام دهند. در این جهت توافقی برای استفاده از "سیستم مرجع" CNFC به عنوان ارزیابی مشترک حاصل شد. چرخه های سوخت و راکتورهای سریع) بر اساس فناوری های اثبات شده. اما اصول کلی CNFC تفاوت قابل توجهی در هر دو هسته ای موجود سیستم ها، و همچنین در استراتژی های توسعه آنها، که منجر به تفاوت در اجرای ZTC شد. علاوه بر سدیم، استفاده از گاز و سرب به جز MOX پیشنهاد شده استفاده و همچنین چرخه های سوخت مختلف. از سال ۲۰۰۰، بسیاری از کشورها در حال توسعه راکتورهای نسل چهارمی هستند که توسط آب فوق بحرانی خنک می شوند (آب فوق بحرانی) تسلیح تأسیسات نمایشی و سپس نیروگاه های هسته ای تجاری. توسعه راکتورهای SCWR تنظیماتی را برای توسعه استراتژی انرژی هسته ای و فرآیند چرخه سوخت در تعدادی از کشورها ایجاد می کند. این مقاله به بررسی ویژگی های اجرای ZTC در روسیه، مراحل، مهلت های اجرای آنها و مشکلات پیش آمده می پردازد. استفاده از راکتورهای SCWR با طیف نوترون سریع در سیستم هایی با چرخه سوخت بسته قابل توجهیه است. و همچنین آشنایی دانشجویان و شرکت هایی است که در زمینه ساخت و آنالیز بهره برداری نیروگاه های اتمی در حال کار و تحقیق هستند تا با آخرین نسل نیروگاه های اتمی با خنک کننده آب آشنا شوند.



کلمات کلیدی: انجمن بین المللی "نسل چهارم"، راکتور سریع، تریتیوم، سرب، آب فوق بحرانی، چرخه MOX، سوخت هسته ای مصرف شده، سوزاندن اکتینیدهای جزئی.

Study on the development of fourth generation water-cooled nuclear power plants (VVER SKD)

Mehdi Marzban - Hadi Haddadiannejad Yousefi-Hamid Vali Khani -Dariush Masti
Bushehr Nuclear Power Plant

Abstract:

Modern conditions make it possible to obtain information that, when openly discussed among a wide range of specialists in the scientific community, can clarify or even determine the feasibility of a particular direction of current and future research. The purpose of this article is to provide a discussion of one of the directions of development of nuclear power plants of the fourth generation, which currently has a large reserve. In thermal power engineering of different countries the number of annual publications on this topic has the largest number of studies among other similar topics devoted to the fourth generation of nuclear power plants. Based on the experience of operating nuclear power plants with water as a coolant, it should be assumed that the trend of building nuclear power plants with water cooling will continue in the next ۳۰-۵۰ years. The task of developing other types of reactors at this stage will only be to demonstrate their capabilities and application for energy and society of the future. The use of these reactors is essential for the next generation of Iranian power plants. It is also an introduction for students and companies that are working and researching in the field of construction and analysis of the operation of nuclear power plants to become familiar with the latest generation of water-cooled nuclear power plants.

Key words: Fuel pod, Nuclear fuel, Chemicals, First circuit, Heat transfer

۱- مقدمه

در ژانویه ۲۰۰۰، برنامه انجمن بین المللی نسل چهارم (GIF) به ابتکار وزارت انرژی ایالات متحده (DOE) راه اندازی شد. با هدف شروع و مدیریت تحقیق و توسعه در نیروگاه های هسته ای نسل چهارم با شناسایی زمینه های بالقوه مرتبط همکاری های بین المللی [۱]. هدف برنامه MFP برای توسعه نیروگاه های هسته ای پیشرفته نسل چهارم این است که اطمینان حاصل شود.

- توسعه پایدار که نیازهای جامعه را برآورده کند بهره وری انرژی بدون آسیب رساندن به پتانسیل طبیعی محیط زیست از طریق تولید انرژی سازگار با محیط زیست و عملکرد طولانی مدت سوخت هسته ای و در عین حال کاهش میزان پسماند های هسته ای.

- ایمنی و قابلیت اطمینان نیروگاه های هسته ای، تضمین کننده احتمال بسیار کم و میزان تخریب قلب راکتور.



- رقابت اقتصادی نیروگاه های هسته ای به دلیل مزیت در هزینه های چرخه عمر در مقایسه با سایر منابع انرژی و همچنین سطح ریسک مالی قابل مقایسه با ریسک سایر پروژه های انرژی. - مقابله با تکثیر سلاح های هسته ای و مواد هسته ای درجه یک، و همچنین تقویت حفاظت فیزیکی در برابر اقدامات تروریستی [۲].

در نتیجه ارزیابی انجام شده توسط گروهی متشکل از ۱۰۰ متخصص - متخصصان برجسته در انرژی هسته ای، شش مفهوم اساسی از نیروگاه های هسته ای نسل چهارم برای توسعه در چارچوب برنامه IFP انتخاب شدند بیشترین توجه تا به امروز، در کار فعلی در نظر گرفته شده است.

در ارزیابی های انجام شده فقط سه نوع: راکتورهای خنک شونده با سدیم (SFR)، راکتورهای خنک شونده با سرب (LFR) و راکتورهای آب فوق بحرانی (SCWR) مورد بررسی قرار گرفتند.

مطالعه دیگری (۲۰۰۵-۲۰۰۷) در مورد راکتورهای نوآورانه هسته ای و چرخه های سوخت (پروژه بین المللی راکتورهای هسته ای نوآورانه و چرخه های سوخت - INPRO) تحت رهبری آژانس بین المللی انرژی اتمی انجام شد و هشت کشور دارای انرژی هسته ای توسعه یافته را شامل شد. وظیفه تعریف یک سیستم انرژی هسته ای بر اساس چرخه سوخت بسته (CFC) با راکتورهای سریع، مراحل و زمان اجرای آن و مناطقی برای تحقیق و توسعه مشترک بود. کشورها موافقت کردند که برای ارزیابی مشترک از سیستم مرجع CNFC (سیکل های سوخت هسته ای بسته و راکتورهای سریع) استفاده کنند، که برای استقرار در ۲۰ تا ۳۰ سال آینده آماده است، بر اساس فناوری های اثبات شده استفاده از خنک کننده سدیم، اکسید مخلوط گلوله (MOX). سوخت و فن آوری بهبود یافته رژیم شیمیایی و فرایند [۳].

هر دوی این برنامه ها با هدف شناسایی مسیرهای چشم انداز برای توسعه انرژی هسته ای در آینده با در نظر گرفتن نیاز به ZTC و همچنین سازماندهی همکاری های بین المللی برای حل این مشکلات بود.

به عنوان یکی از راکتورهای نسل چهارم چشم انداز در چارچوب برنامه MFP گنج فشار (SPD)، SCWR. تحت این برنامه، پیشنهادات مفهومی SCWR توسط بیش از ۴۵ سازمان در حال توسعه است.

انرژی از سال ۲۰۰۰، سمپوزیوم های بین المللی در مورد راکتورهای SCWR هر دو سال یکبار برگزار می شود و تقریباً ۱۰۰ مقاله ارائه می شود. آخرین آنها ISSCWR مفهوم SCWR مبتنی بر اجرای طرح نیروگاه هسته ای تک مداره جریان مستقیم است که توسط آب SCWR خنک می شود. معرفی این نوع نیروگاه هسته ای باعث افزایش راندمان به ۴۴-۴۵٪، افزایش ضریب بازتولید سوخت، کاهش مصرف فلز و حجم ساخت و ساز و بهبود عملکرد زیست محیطی می شود.

کشورهای شرکت کننده در IFP وظیفه توسعه یک راکتور با طیف نوترون حرارتی، با استفاده از تجربه PWR و BWR. در مراحل بعدی، پس از تسلط بر فناوری، انتظار می رود که انتقال به راکتوری با طیف نوترونی سریع انجام شود.

راکتور SCWR طیف حرارتی می تواند عملکرد اقتصادی یک نیروگاه هسته ای را به طور قابل توجهی بهبود بخشد، اما به اورانیوم غنی شده نیاز دارد و باعث افزایش حجم سوخت هسته ای مصرف شده و اکتینیدهای جزئی در طول عملیات آن می شود. به طور کلی، چنین راکتوری نیاز برای آینده ای دورتر - اتصال کوتاه چرخه سوخت بسته - را برآورده نمی کند.



چرخه در مسیر توسعه SCWR، لازم است مجموعه‌ای از مسائل علمی مانند- توسعه و تأیید کدهای محاسباتی برای ارزیابی بهبود یافته فیزیک نوترون، هیدرودینامیک و تبادل حرارتی آب در مجموعه‌های سوخت هسته راکتور (FA) و در کل راکتور.

- توسعه عناصر ساختار سوخت و مجموعه سوخت، توجیه عملکرد آنها؛

- تجزیه و تحلیل پایداری راکتور در شرایط گذرا و اضطراری؛

- انتخاب مواد ساختاری مقاوم در برابر حرارت برای عناصر سوخت با مقاومت بالا در برابر خوردگی و ترک خوردگی تنش.

- توجیه و توسعه آب بهینه

برخی از مشکلات در آزمایش‌های استندومدارها در حال بررسی هستند، با این حال، برای حل کل طیف مشکلات، توجیه فناوری SCWR و مجوزهای بعدی، ایجاد یک راکتور آزمایشی آزمایشی ضروری است.

در نقشه راه توسعه یافته در چارچوب IFP ۱۰ سال آینده با هدف توسعه یک راکتور تحقیقاتی کم توان است. توسعه ایده این راکتور قرار است در پنج سال اول تکمیل شود و طراحی و ساخت تاسیسات در پنج سال آینده دنبال خواهد شد.

این مقاله به بررسی ویژگی‌های خاص توسعه انرژی هسته‌ای در روسیه می‌پردازد و چشم انداز استفاده از راکتورهای نسل چهارم در اجرای ZTC، مراحل، مهلت اجرای آنها و مشکلات پیش آمده. چشم انداز توسعه راکتورهای SCWR و امکان استفاده از آنها در سیستم‌هایی با چرخه سوخت بسته اثبات شده است.

ویژگی‌های توسعه انرژی هسته‌ای و بسته شدن چرخه سوخت بسته در روسیه برای کاهش مصرف مواد آلی (گاز، نفت) برنامه ریزی شده است که سهم انرژی هسته‌ای از ۱۶ درصد (۲۳ گیگاوات) به ۲۵ درصد (۸۰ گیگاوات) تا سال ۲۰۵۰ افزایش یابد.

برنامه‌های احتمالی با معرفی ۱.۲ گیگاوات در سال (هر یک ۱۲۰۰ BN) و همچنین ساخت و معرفی راکتورهایی با خنک کننده سرب - BREST در نظر گرفته شده است.

ویژگی خاص ساخت در سایت‌ها همراه با راکتورهای چرخه سوخت هسته‌ای در محل (ONFC)، از جمله پردازش مجدد غیر آبی، نیتريد MOX، فلز، فشرده سازی ارتعاشی است.

اهداف این برنامه ایجاد هسته‌ای است که شامل نیروگاه‌های هسته‌ای با راکتورهای سریع نوترونی با خنک‌کننده‌های سدیم و سرب، تأسیسات تولید برای بازسازی (فرآوری) و بازسازی سوخت هسته‌ای، آماده‌سازی انواع زباله‌های رادیواکتیو برای حذف نهایی از چرخه فن‌آوری و رعایت الزامات زیر است:

- حذف حوادث در نیروگاه‌های هسته‌ای که نیاز به تخلیه و اسکان مجدد جمعیت دارد.

- بستن چرخه سوخت هسته‌ای برای استفاده کامل از پتانسیل انرژی اورانیوم.

- تقویت تکنولوژیک رژیم عدم اشاعه (امتناع مداوم از غنی سازی اورانیوم برای انرژی هسته‌ای، تولید پلوتونیوم با درجه تسلیحات در یک پتو و جداسازی در حین پردازش مجدد سوخت هسته‌ای مصرف شده، کاهش حمل و نقل مواد هسته‌ای).



- دستیابی به تعادل تشعشعی بین پسماند های رادیواکتیو مدفون و اورانیوم استخراج شده از زمین؛

- کاهش هزینه های سرمایه ای برای ساخت نیروگاه های هسته ای با راکتورهای سریع (حداقل به سطح نیروگاه های هسته ای با راکتورهای حرارتی) به دلیل فناوری و مبتنی بر پروژه تاج و تخت توالی زیر از ورودی لینک های اصلی این پروژه فرض شده است [۴، ۵]. در سال ۲۰۱۴، راکتور BN به بهره برداری رسید. پروژه BREST در حال توسعه است همراه با راکتور هسته ای با سوخت نیتريد. تکمیل کل پلت فرم، از جمله BN ۱۲۰۰، برای سال ۲۰۲۵ برنامه ریزی شده است.

پیوندهای اصلی چرخه سوخت در دو مکان پیشنهاد شده است: در NPP بلویارسک با راکتورهای BN. با PYATS، و در Seversk در محل کارخانه شیمیایی سیبری (SCP)، جایی که راکتور BREST ساخته خواهد شد.

توسعه چنین سیستم پیچیده ZFC، متشکل از دو نوع مختلف راکتور سریع که توسط سدیم و سرب با انواع مختلف سوخت (اکسید، نیتريد، فلز، کاربید) خنک می شوند، مشکلات زیادی را به همراه دارد.

مشکلات فنی فناوری راکتور BN توسط حدود ۶۰ سازنده BN در حال توسعه می باشد که مشابه ندارند و بیشترین تجربه را در تاسیسات مشابه خنک شده توسط تکتیک سرب دارند و تجربه گسترده در طراحی و راه اندازی سری ربات BN برای بیش از ۳۰ سال به ما اجازه می دهد جدیدترین نوع این راکتورها را طراحی و ایجاد کنیم. با این حال، مشکلات خاصی در استفاده از سدیم وجود دارد: فعالیت شیمیایی آن (سوختن در هوا)، فعالیت زیاد تحت شار نوترون، اثر مثبت سدیم، اما در طول دوره مشخص شده آنها یاد گرفته اند که با این مشکلات کنار بیايند. نیروگاه هسته ای دارای سه مدار است که ایمنی هسته ای را افزایش می دهد، اما هزینه آن را بسیار بیشتر می کند.

راکتور با خنک کننده سرب این مشکلات را ندارد و دارای تعدادی مزیت است: فشار کم در مدار اولیه، تامین گردش طبیعی، نقطه جوش بالای سرب (۱۷۴۹ درجه سانتیگراد)، سطح مقطع پراکندگی پایین، که امکان ایجاد یک طیف نوترون "بالا یا پایدار"، اما در عین حال تعدادی از جنبه های منفی نیز وجود دارد. نقطه اصلی ذوب بالای ۳۲۷ درجه سانتیگراد است و از این رو دمای مایع خنک کننده در ورودی/خروجی راکتور ۵۰۰/۴۰۰ درجه سانتیگراد است، بنابراین راکتور باید همیشه در حالت گرم باشد، بنابراین هزینه های گرمایش و نگهداری سرب بالاست. در حالت مایع وجود غلظت معینی از اکسیژن در مدار برای ایجاد یک فیلم اکسیدی یکنواخت ضروری است که نقض ضخامت آن می تواند منجر به انتقال جرم و ساییدگی فلز مدار توسط سرب شود.

خطر تشعشع RUهای حاوی سرب مشکلی وجود دارد، زیرا پلونیوم رادیواکتیو می تواند در نتیجه فعال شدن سرب و تولید Bi (Pb ۲۰۸ (n, γ) ۲۰۹ Bi) و از بیسموت که به صورت ناخالصی در سرب [۶]. پلونیوم زمانی که در محیط گاز وارد می شود و همچنین زمانی که مایع خنک کننده ریخته می شود خطرناک است لا. مایع خنک کننده به دلیل αβ سمی است و با نیمه عمر ۶۸۱۰ سال که مشکلاتی را برای دفع سرب رادیواکتیو ایجاد می کند که فقط در BREST تعادل تشعشعات مشکل اصلی سختی سرویس دهی به این تاسیسات است.



این یکی از دلایل اصلی بود هدف با سرب چندین کمپین BREST فقط با سوخت نیتريد برنامه ریزی شده است، زیرا در مورد استفاده از سوخت اکسید، حفظ و نگهداری مجموعه های سوخت ضروری است، در غیر این صورت ممکن است "شناور" شوند، زیرا همراه با غلاف، اکسید سبک تر از سرب است.

سوخت نیتريد متراکم تر هنوز به اندازه کافی مورد مطالعه قرار نگرفته است. برای این سوخت، تنها آزمایش‌هایی با چندین میله سوخت انجام شد که نشان داد ممکن است سوخت مورد نیاز هنوز حاصل نشده باشد، زیرا PunN در هنگام سوختن بیشتر از UN متورم می‌شود و این می‌تواند منجر به بار غیر یکنواخت غلاف میله های سوخت شود. مصرف سوخت بالا (تورم سوخت ~ ۱.۲٪ در هر ۱٪ سوختن [۷])، مشکلات اقتصادی در نهایت، همه چیز در مورد اقتصاد است. هنوز هیچ ارزیابی اقتصادی برای کل برنامه یا عناصر جداگانه آن وجود ندارد. حتی برای BN که قرار بود در سال ۲۰۱۴ راه اندازی شود، چنین تخمینی وجود ندارد. تخمین تقریبی را فقط می‌توان از منابع ثانویه انجام داد.

اگر مصرف فلزات ویژه نیروگاه هسته ای را به ازای هر کیلوویل پایه بگیریم، این شاخص ها به شرح زیر است: WER BN ۳.۲۵ تن در مگاویل ۱۳ تن در مگاوات ۹.۷ تن در مگاوات ۵.۶ تن در مگاویل ۱.۵ تن در مگاوات مصرف فلز خاص با هزینه نسبی نیروگاه های هسته ای ساخته شده مطابقت دارد.

در حال حاضر در روسیه بلوک با VVER el. این هزینه در حال حاضر با نیروگاه های حرارتی که با سوخت آلی کار می کنند قابل رقابت نیست. BN SVBR el، و ایجاد BREST میلیارد روبل (۷۰۰۰ دلار در کیلووات ساعت) که این ها هنوز هم تخمین های تقریبی هستند که در طول ساخت و ساز می توانند چندین برابر افزایش پیدا کنند.

ما همچنین به یک PYATS نیاز داریم - کارخانه ای برای بازفرآوری سوخت هسته ای مصرف شده و ساخت سوخت جدید. فرض بر این است که هزینه NPP هزینه کل NPP را تا ۱۵٪ افزایش می دهد [۸].

باید اضافه کرد که هزینه MOX SNF تقریباً پنج برابر گرانتر از سوخت اصلی خواهد بود.

مشکلات مرتبط با اکتینیدهای جزئی (MA) یکی از مشکلات اصلی در پردازش مجدد ^{241}Am - ^{243}MA است، زیرا این منابع شدیدترین و طولانی‌مدت‌ترین منابع تابش هستند.

هنگام توصیف راکتورهای BN و BREST، بیان شده است که MA همراه با سوخت - سوختن همگن بازیافت می شود [۸]. اگر MA را در تمام سوخت رها کنید، کار با چنین سوختی دشوار خواهد بود. آنچه مورد نیاز است، تولید کاملاً خودکار، فن آوری های جدید با خنک کننده در تمام مراحل سوخت، عناصر سوخت و مجموعه های سوخت است. همه اینها هزینه ساخت و بهره برداری از نیروگاه های هسته ای را به میزان قابل توجهی افزایش می دهد.

در رابطه با راکتور BREST با سوخت نیتريد، با سوختن همگن MA، با افزودن آنها به سوخت ~ ۱٪، مقدار β_{eff} به طور قابل توجهی کاهش می یابد.

($\beta_{\text{eff}} \approx 0.35\%$ بدون MA و ۰.۳۰٪ با افزودن MA [۹])، که در صورت بروز حادثه با بحرانی فوری یا بحرانی، قابلیت کنترل راکتور کمتری ایجاد می کند.



از دست دادن قدرت انتقادی بازفرآوری سوخت هسته ای مصرف شده از راکتورهای WWER پس از اولین بار، که می تواند در PYATS یا در کارخانه ها ارائه شود RT چرخه سوخت برای راکتورهای سریع در $\approx 1.2 \text{ BR} - 1.3 \text{ s MOX (SNF)}$ یا هنگام تغییر به سوخت نیتريد ($\approx 1.05 \text{ BR}$) بسته می شود.

سوخت راکتورهای WWER ظرفیت ۴۰۰ تن در سال و سوخت VVER به انبار برده می شود. کارخانه RT قرار است در سال ۲۰۲۵ در مجتمع معدنی و شیمیایی راه اندازی شود این سوخت با ظرفیت $\sim 700 - 1200$ تن در سال، در حالی که خروجی خواهد بود ~ 10 تن $(U+Pu)/g$ باشد. در سال ۲۰۰۱، مجتمع معدنی و شیمیایی حدود ۳۰۰۰ تن SNF انباشته کرد و قصد دارد سالانه راکتورهای VVER خود را با حدود ۳۰۰ تن SNF پر کند و آنها را برای استفاده طولانی مدت بپذیرد. همچنین تا ۲۰۰۰ تن سوخت هسته ای مصرف شده امکانات ذخیره سازی و افزایش حجم بازفرآوری می شود.

راکتورهای سریع نیازی به پلوتونیوم ندارند. این سوال مطرح می شود: با پلوتونیوم به دست آمده پس از بازفرآوری مجدد سوخت هسته ای مصرف شده چه باید کرد؟ ذخیره آن غیرممکن است، استفاده از MOX (سوخت هسته ای مصرف شده) در VVER برنامه ریزی نشده است و در برنامه مشخص شده VVER های از کار افتاده با راکتورهای BN یا سرب جایگزین می شوند. نتیجه این است که هیچ انگیزه ای برای بازفرآوری سوخت هسته ای مصرف شده و ذخیره آن با هزینه بالا وجود ندارد. برای یک ZTC کامل، راکتورهایی با $1 \text{ BR} <$ برای سوزاندن پلوتونیوم تولید شده مورد نیاز است.

توسعه مفهوم راکتورهای خنک کننده با آب با فشار خنک کننده فوق بحرانی از شش منطقه راکتورهای پیشرفته شناسایی شده در نسل چهارم، توسعه یافته ترین (بعد از BN) در حال حاضر راکتورهایی هستند که توسط آب فوق بحرانی خنک می شوند. این راکتورها از فناوری های اثبات شده در بخش راکتور - BWR و VVER - و در بخش توربین - از نیروگاه های حرارتی استفاده می کنند.

در حال حاضر، تحولات در مورد موضوع SCWR در بیش از ۱۵ کشور (ژاپن، کره، کانادا، جامعه اروپا، چین و غیره) در حال انجام است.

Параметр	SCWR (Корея)	SCLWR (Япония)	CANDU (Канада)	HPLWR (Европа)	CSR-1000 (Китай)	SCFR (Япония)	ВВЭР-СКД (Россия)
Мощность, МВт тепловая электрическая	3989 1739	2273 950	2540 1220	2188 1000	2300 1000	3832 1698	3830 1700
КПД, %	43,7	42	48	44	43,5	44,3	43,5
Температура, °C воды пара	350 510	280 508	350 625	280 508	280 500	280 523	290 540
Давление пара, МПа	25	25	25	25	25	25	25
Расход воды, кг/с	2518	1816	1312	1113	1190	1897	1880
КПД, %	43,7	42	48	44	43	44,3	43,5

جدول ۱ ویژگی های مقایسه ای طرح های راکتور با SCD را نشان می دهد: همه واحدها تک حلقه هستند، طیف نوترون حرارتی (ستون های ۱-۵) و سریع (ستون های ۶، ۷) است. سوخت - اکسید MOX.



پروژه های ژاپنی با سرمایه گذاری که از سال ۲۰۰۰ شروع شد، به عنوان پایه ای برای راکتورهایی با طیف نوترونی حرارتی و سریع اتخاذ شد، که در آن طرح های خنک کننده جریان مستقیم برای منطقه فعال با حرکت خنک کننده از پایین به بالا اتخاذ شد [۱۱].

در سالهای بعد تحقیقات زیادی در این دو زمینه انجام شد و توسعه و بهبود یافت. Vertical در کانادا در حال توسعه است

$CANDU\ N\Theta = 300$ مگاوات، ۱۲۰ کانال سوخت با پارامترهای خنک کننده ۳۵۰ درجه سانتیگراد در ورودی و ۶۲۵ درجه سانتیگراد در خروجی در فشار ۲۵ مگاپاسکال، در مرحله دوم - در حال حاضر یک راکتور تجاری با $Ne = 1220$ مگاوات و راندمان $\approx 50\%$ [۱۲]. راکتور آب فوق بحرانی CSR (SWR) فناوری راکتور SCWR به شدت در چین در حال توسعه است. این آثار در برنامه های ملی گنجانده شده و با بودجه تامین می شود. و حدود ده مؤسسه و دانشگاه علمی در آنها مشارکت دارند. در سمپوزیوم SSCWR راکتورهای SCWR آنها همچنین در بسیاری از پروژه های توسعه یافته توسط اتحادیه اروپا و کانادا مشارکت دارند. یک راکتور آب خنک با طیف نوترون حرارتی CSR در حال توسعه است و مرحله اول "توسعه فناوری SVR" است که با تصمیم دولت تصویب شده است. در این مرحله، کار بر روی مفهوم و طراحی سیستم های انرژی راکتور CSR و آزمایش هایی روی تبادل حرارت، هیدرولیک حرارتی و مواد ساختاری انجام شد. مطالعات فنی (TS) برای توجیه شرایط ایمنی و اضطراری تکمیل شده است. در سال ۲۰۱۵، انتظار می رود برای مرحله دوم کار برای دوره ۲۰۱۵-۲۰۱۷ موافقت (از دولت) دریافت کند که طی آن قرار است مطالعات فنی در مورد راه اندازی، خاموش شدن و مدیریت سیستم عامل ها انجام شود. ، در مورد فناوری ساخت مواد لوله ای برای پوشش عناصر سوختی و انجام آزمایش های تابش مواد ساختاری داخل کشتی و مواد روکش عنصر سوخت و تابش عناصر سوختی در راکتور. مراحل بعدی تا پایان ساخت و راه اندازی نیروگاه هسته ای در سال ۲۰۲۲ انجام خواهد شد.

دانشمندان چینی همچنین در حال توسعه یک راکتور سریع طیف نوترونی هستند [۱۴]. آنها از راکتوری که در روسیه ساخته شده بود به عنوان پایه استفاده کردند. راکتور چینی با VVER متفاوت است

و بنابراین توان به $Ne = 1530$ مگاوات کاهش یافت (ما ۱۷۰۰ مگاوات داریم)، بقیه موارد بدون تغییر پذیرفته می شود.

راکتور WWER

در سال ۲۰۱۱، روسیه به برنامه کاری مشترک MFP OKB Gidropress پیوست، مرکز تحقیقات دولتی فدراسیون روسیه یک مفهوم طراحی برای راکتور VVER ایجاد کرد.

نوترون ها و توان $Ne = 1700$ مگاوات با طرح دو مسیر خنک کننده. این مفهوم به عنوان پایه ای برای بهبود فناوری VVER با امکان تغییر به استفاده از موقعیت های MOX و بستن چرخه سوخت بسته در نظر گرفته می شود [۱۵-۱۷].

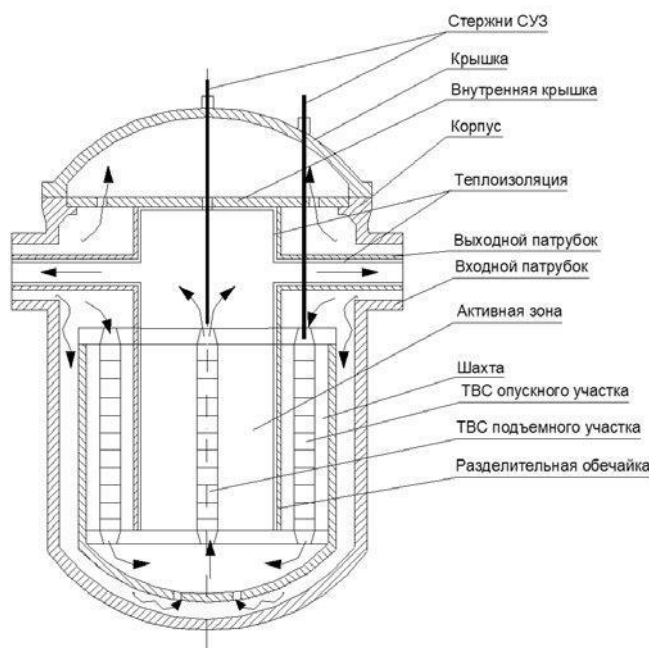
مطابق با طرح خنک کننده راکتور پیشنهادی، منطقه فعال با شعاع به مناطق مرکزی و محیطی با تعداد مجموعه های سوخت تقریباً یکسان تقسیم می شود - ۱۲۱ مجموعه سوخت در منطقه مرکزی و ۱۲۰ مجموعه سوخت در منطقه پیرامونی (شکل ۱).



. ناحیه محیطی با حرکت مایع خنک کننده از بالا به پایین خنک می شود. در پایین منطقه فعال، در محفظه اختلاط، جریان خنک کننده از مجموعه های سوخت محیطی ترکیب شده و به ورودی تغذیه می شود.

به منطقه مرکزی، که با حرکت مایع خنک کننده از پایین به بالا سرد می شود. جریان خنک کننده در بخش های نزولی و صعودی در دمای ~ 385 درجه سانتی گراد جدا شده است. در قسمت جریان رو به پایین، مایع خنک کننده تا ۹۵ درجه سانتیگراد گرم می شود و چگالی آن تقریباً سه برابر تغییر می کند. در قسمت جریان رو به بالا، دمای مایع خنک کننده ۱۵۵ درجه سانتیگراد افزایش خواهد یافت و چگالی ۲.۲ برابر تغییر می کند. بنابراین، طیف نوترون در ارتفاع کمی تغییر می کند، اما در شعاع تغییر بیشتری می کند، و در این مورد، پروفیل پیچیده غنی سازی سوخت برای یکسان سازی انرژی آزاد شدن انرژی در حجم منطقه فعال، نیازی نیست، و اثر منفی خواهد بود.

این برنامه توسعه شش نوع جدید از راکتورهای نسل بعدی را در نظر گرفته است، جدول را ببینید. ۱. فرض بر این بود که یک چرخه سوخت بسته ایجاد می شود (یعنی سوخت هسته ای پس از پردازش مجدد استفاده می شود). به احتمال زیاد در سال های آینده استفاده از این فناوری پیچیده و خطرناک تا زمانی که در نهایت به صورت تجربی آزمایش شود محدود شود.



شکل ۱. طرح خنک کننده راکتور

مزایای مورد انتظار از مفهوم VVER-

طیف تشدید سریع رزونانسی نوترون ها امکان دستیابی به ضریب بازتولید سوخت بالا (حدود یک)، کاهش مصرف اورانیوم، تامین استفاده از ^{238}U و سوزاندن پسماند های رادیواکتیو را فراهم می کند.

- افزایش راندمان چرخه به ۴۴-۴۵٪ به جای ۳۳-۳۴٪ موجود در نیروگاه های هسته ای.



- کاهش دبی جریان مایع خنک کننده در منطقه فعال، به علت امکان افزایش گرمایش مایع خنک کننده در منطقه فعال به میزان ۲۵۰ درجه سانتی گراد در مقایسه با گرما شده در - WWER ۳۰ تا ۳۵ درجه سانتی گراد، که منجر به کاهش در اندازه خطوط لوله کی شود.

طرح جریان مستقیم نیروگاه هسته ای امکان حذف مولد بخار و کلیه تجهیزات مدار دوم را فراهم می کند.

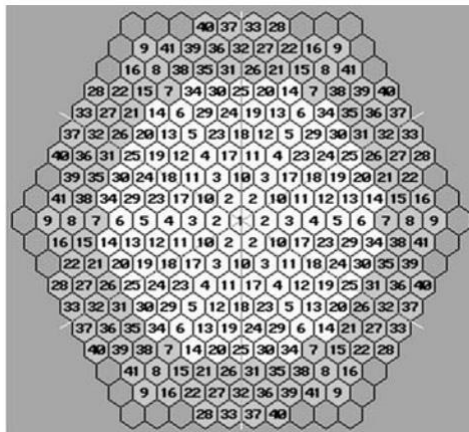
- استفاده از تجهیزات سری سالن توربین که در حال حاضر به طور گسترده در نیروگاه های برق حرارتی استفاده می شود (توربین ها، گرمکن ها و غیره).

- کاهش قابل توجهی در حجم کره پوشاننده مدار اول و حجم ساخت و ساز، مصرف فلز راکتور ~ ۱.۵ تن در مگاوات (el) خواهد بود.

- کاهش هزینه های عملیاتی و بهره برداری

راکتور WWER در یک چرخه سوخت بسته نوترون

شکل های ۲ و ۳ کار توگرام منطقه فعال و مقطعی از مجموعه سوخت را در مدل محاسباتی با طرح خنک کننده دو و وجود مناطق محیطی (PZ) و مرکزی (CZ) نشان می دهند.

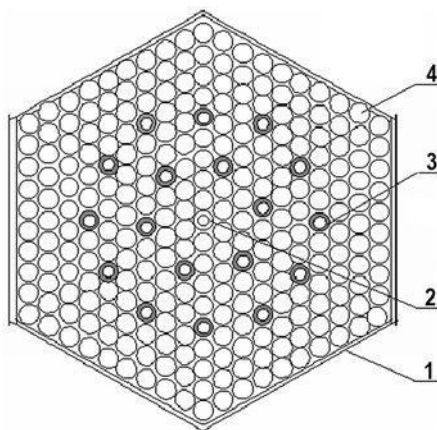




شکل ۲. کارتوگرام منطقه فعا

شکل ۳. سطح مقطع مجموعه سوخت: ۱ - پوشش ۲.۲۵ میلی متر ضخامت. ۲ - لوله مرکزی $\varnothing 12.0$ میلی متر $\times 0.55$.
میلی متر؛ ۳ - ۱۸ راهنما برای $\varnothing 12.0$ PEL میلی متر $\times 0.55$ میلی متر؛ ۴ - ۲۵۲ عنصر سوخت، اندازه روکش $\varnothing 10.7$
میلی متر $\times 0.55$ میلی متر، گام ۱۲ میلی متر. مواد ساختاری - فولاد EP

ترکیب سوخت مخلوطی از سوخت هسته‌ای مصرف شده از WWER و پلوتونیوم است. چگالی موثر مخلوط اورانیوم و اکسیدهای پلوتونیوم = 9.57 MOX گرم بر سانتی متر مکعب، چگالی اکسید پلوتونیوم 0.7 گرم بر سانتی متر مکعب است و در همه مجموعه های سوخت یکسان است. غیر از (U-PU) MOX بارگذاری مختلط: در مرکزی U-PU و در پیرامون U-TH و در تمام قلب راکتور در مواقعی $(^{233}\text{U}-\text{TH})$ استفاده شود. سوخت با چگالی $(\text{U,Pu})\text{N} = 11.57$ گرم بر سانتی متر مکعب



با ۹٪ غنی سازی سوخت با پلوتونیوم نتایج محاسبات چرخه سوخت در جدول آورده شده است.



از نتایج محاسبات ارائه شده مشخص است که طیف رزونانس نوترونی؛ سیستم خنک کننده دو مسیره بودن و با متراکم تر بودن خنک کننده در پیرامون مشکلی در کم آبی آن وجود ندارد (اثر حفره در طول کمپانی منفی است). با قابلیت جبران سیستم کنترل در سخت ترین شرایط- پر کردن راکتور با آب سرد - استفاده از میله کنترل با بور غنی شده حتی در این مورد در نوع با (^{233}U) تزریق گادولینیوم مورد نیاز است.

Характеристика	U-Pu	Pu-Th	Th	(U,Pu)N
Начальная загрузка топлива, т	135.6	137.3	139.0	167.9
Начальная загрузка делящихся изотопов Pu/ ^{233}U , т	11.77/0.0	5.91/4.80	0/10.81	13.39/0
Загрузка делящихся Pu/ ^{233}U в ТВС, кг	48.86/0	48.86/39.99	50.24/39.46	55.57/0
Обогащение топлива Pu/ ^{233}U , % ЦЗ ПЗ	7.7/0 7.7/0	7.7/0 0/7.0	0/9.0 0/6.9	7.88/0 7.88/0
Кратность перегрузок	5	5	5	5
Длительность межперегрузочного интервала, эф. сут	300	310	300	295
Энерговыработка средняя/максимальная, МВт-сут/кг т.а.	39.79/65.4	42.2/68.6	34.6/47.5	30.7/53.5
Максимальные значения коэффициентов неравномерности энергосделения, K_q/K_v	1.46/2.19	1.61/2.62	1.67/2.8	1.71/2.66
Загрузка делящихся изотопов, т/г.	2.34	2.11	2.20	2.62
Выгрузка делящихся изотопов, т/г.	2.18	1.87	1.96	2.582
Коэффициент воспроизводства: ЦЗ ПЗ средний по активной зоне	1.013 0.853 0.933	1.003 0.769 0.887	0.957 0.800 0.890	1.059 0.909 0.984
Обезвоживание, ΔK % начало/конец кампании	-5.88/-3.64	-3.24/-1.40	-6.28/-2.32	-0.005/-0.003
$K_{эф.}$ начало/конец кампании	1.0175/ 1.0010	1.0281/ 1.0010	1.0344/ 1.0000	1.004/ 1.001

جدول شماره ۲: مشخصات اساسی راکتور با سیکل سوخت اورانیوم - پلوتونیوم - توریم

در این برنامه (GIV) دو حوزه وجود دارد که بیشتر مورد توجه قرار گرفته و با تلاش فراوان در حال توسعه است:

۱. راکتور سریع زاینده با سدیم (SFR)، که امکان کاهش نیاز اورانیوم و نسبت بازسازی سوخت را در حدود یک فراهم می‌کند، در برنامه‌های چندین کشور روسیه، چین، فرانسه، هند و ژاپن قرار دارد. در روسیه، BN-۶۰۰ با موفقیت کار می‌کند، در سال ۲۰۱۷ BN-۸۰۰ راه اندازی شد و BN-۱۲۰۰ در حال توسعه است. در فرانسه، دو راکتور (فنیکس و سوپرفنیکس) بسته شده اند، اما یک راکتور ASTRID ۶۰۰ مگاواتی در دست توسعه است. تصمیم برای ساخت آن قرار بود در سال ۲۰۱۷ گرفته شود اما هنوز این اتفاق نیفتاده است. یک راکتور PFBR در هند در دست ساخت است و راه اندازی آن برای سال ۲۰۱۲ برنامه ریزی شده بود. در چین، راکتور آزمایشی CEFR ساخته شده است و CDFR-۶۰۰ و CDFBR-۱۲۰۰ تجاری با سوخت فلزی در حال طراحی هستند. این برنامه بر اساس تجربه جهان از راه اندازی راکتورهای مشابه - بیش از ۳۰۰ راکتور - سال است.



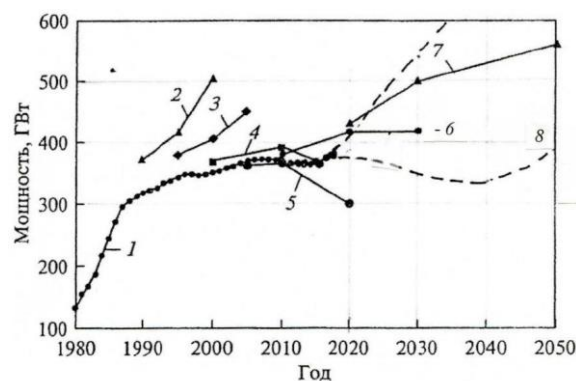
هزینه‌های برنامه راکتور سریع در جهان برای تنها ۴۰ سال (۱۹۵۰-۱۹۹۰) بیش از ۵۰ میلیارد دلار برآورد شد، اما این برنامه از دهه ۱۹۹۰ به طور گسترده توسعه نیافته است.

۱.۲. راکتور آب فوق بحرانی (SCWR)، با طیف نوترون میانی حرارتی یا سخت، در فشار ۲۵ مگاپاسکال سرد شده و دمای خروجی بخار ۵۴۰-۵۰۰ درجه سانتیگراد. انتقال به فشار فوق بحرانی اجازه می‌دهد تا طرح‌های راکتور آب تحت فشار (PWR) و راکتور آب جوش (BWR) در یک مفهوم واحد ترکیب شوند. به طور فعال در کانادا، چین، اروپا و ژاپن در حال تحقیق می‌باشند. دلایل اصلی امکان دستیابی به راندمان بالاتر (۴۴ درصد و بیشتر)، بهبود ویژگی‌های اقتصادی و توانایی حل مشکلات ایمنی است. توسعه این نوع راکتور در ۱۵ کشور در حال انجام است. تحقیقات فناوری پایه در چین به پایان رسیده است.

چین فناوری تحقیقاتی راکتورهای نسل ۴ را به پایان رسانده و قرار بود در سال ۲۰۲۲ راه اندازی شود. نکته اصلی این واقعیت است که این مفهوم مبتنی بر تجربه جهانی جامع از راکتورهایی است که با فشار آب زیر بحرانی خنک می‌شوند. چنین نیروگاه‌های هسته‌ای تقریباً ۹۶ درصد از راکتورهای جهان را تشکیل می‌دهند و عمر مفید آنها بیش از ۱۴۵۰۰ راکتور-سال است. واحدهای انتقال نیرو با راکتورهای خنک‌کننده با آب - کشتی‌ها، زیردریایی‌ها (حدود ۴۵۰ واحد تجربه عملیاتی تقریباً ۶۰۰۰ راکتور-سال دارند). تجربه بسیار قابل توجهی در مهندسی برق حرارتی با استفاده از نیروگاه‌های حرارتی (TPP) در فشار فوق بحرانی (حدود ۴۰۰ واحد در جهان با زمان عملیاتی بیش از ۱۶۰۰۰ سال بلوک) وجود دارد. در مجموع، این حدود ۳۶۰۰۰ سال است - بزرگترین تجربه بهره‌برداری از چنین نیروگاه‌هایی در فشارهای بالا بیشتر پیشنهادها شامل استفاده از یک چرخه مستقیم است (بخار از راکتور به توربین می‌رود، مانند راکتورهای آب جوش).

انواع اصلی راکتورهای صنعتی (مه-ژوئن ۲۰۱۷)

راکتورهای حرارتی: ۸۱٪ - PWR، BWR، WWER (H، O، ۱۱٪ - CANDU (D، O، ۴٪ - RBMK (گرافیت، O، ۳٪ - گاز (گرافیت، CO، ۲). راکتورهای سریع: ۱٪ - BN-۶۰۰، BN-۸۰۰ (سدیم) از ۱۰۰٪، ۹۶٪ توسط آب خنک می‌شود



شکل ۴. پیش‌بینی‌ها و نرخ‌های واقعی توسعه انرژی هسته‌ای:

قدرت واقعی پیش‌بینی‌های آژانس برای سال‌های مختلف:



۱ - ۱۹۸۵؛ ۲ - ۱۹۹۰؛ ۳ - ۱۹۹۵؛ ۴ - ۲۰۰۰؛ ۵ - ۲۰۰۵؛ ۶ - ۲۰۱۰؛ ۷ - ۲۰۱۷؛ ۸ - ۲۰۲۰

این جدول پیش بینی ها و نرخ های واقعی توسعه انرژی هسته ای را طبق نظر کارشناسان آژانس بین المللی انرژی اتمی در سال های مختلف (۱۹۸۵-۲۰۲۰) نشان می دهد.

۲. چشم انداز توسعه نیروگاه های هسته ای

طی ۱۵ سال گذشته، تعداد واحدهای راکتور هسته ای در جهان تثبیت شده است (۴۵۰ واحد در حال کار، ۶۰ تا ۷۰ واحد در دست ساخت). آنهایی که عمرشان به پایان رسیده است از رده خارج می شوند. مصرف اورانیوم در ۶۰ تا ۷۰ هزار تن در سال تثبیت خواهد شد. مقدار انباشته و تولید شده در حال حاضر از نیازها بیشتر است. قیمت اورانیوم طی سه سال تقریباً به نصف کاهش یافته است (از ۱۰۳ دلار در هر کیلوگرم در سال ۲۰۱۵ به ۵۶ دلار در هر کیلوگرم در سال ۲۰۱۷). در شرایط فعلی و پیش بینی ها (۲۰۱۷)، ذخایر اثبات شده اورانیوم برای ۱۰۰ سال آینده کاملاً کافی خواهد بود.

پیش بینی دقیق توسعه بیشتر انرژی هسته ای و سرعت آن بیش از ۱۵ تا ۲۰ سال غیرممکن است. در شرایط مدرن، افزایشی در تولید برق وجود ندارد و اقتصاد در حال گذار به فناوری های اقتصادی تر است. آنها مانند گذشته بر اساس نیازهای جامعه، اقتصاد و سیاست هر کشور تعیین خواهند شد. اما دو راه وجود دارد (راکتورهای زاینده سریع سدیم-SFR، و روی آب با طیف سخت - SCWR)، در ارتباط با توسعه تعدادی از فن آوری های آنها در انرژی هسته ای و حرارتی، و همچنین همراه با سیستم های موجود و بهبود یافته، برای ۳۰ تا ۵۰ سال آینده برای توسعه بیشتر انرژی هسته ای در جهان در سال های آینده واقع بینانه به نظر می رسد. یک بررسی به طور جداگانه فهرستی از انتشارات در ده سال گذشته در زمینه های مختلف تحقیقاتی قابل استفاده برای راکتورهای آب فوق بحرانی (SCWR). تحلیل علمی این آثار باید انجام شود ارائه کرده است.

۳. مشکلات علمی و فنی که نیاز به راه حل در طول توسعه WWER SKD

فهرست مشکلات مورد نیاز برای توجیه مفهوم WWER SKD (فشار فوق بحرانی) و شروع طراحی یک راکتور آزمایشی با توان حرارتی ۳۰ مگاوات کاملاً استاندارد و واضح است، مانند توسعه یک راکتور از هر نوع، یعنی:

۱. فیزیک منطقه فعال. وظایف اصلی:

- تعیین مقادیر قابل قبول ضریب بازتولید سوخت (FRC) و سوختن سوخت.

- اطمینان از ضرایب راکتیویته منفی در رژیم های مختلف عملکرد راکتور

- اطمینان از خودکنترلی راکتور.

۲. مواد (ساختار، سوخت، روکش میله سوخت)



- مواد ساختاری کشتی (فولادهای $Ti_{12}Ni_{18}Kh_{12}O$ ، $Ti_{12}Ni_{18}Kh_{12}$) قبلاً در یک شار نوترونی سریع در طول توسعه و بهره برداری از راکتورهای $BR-10$ ، $BOR-60$ ، $BN-60$ ، 800 آزمایش شده اند. لازم است تجزیه و تحلیل تغییرات احتمالی این مواد در طیف نوترونی متفاوت انجام شود.

- سوخت انتخاب شده - دی اکسید اورانیوم $^{235}UO_2$ - به طور گسترده در راکتورهای انواع مختلف استفاده می شود و در حال حاضر هیچ مشکلی در مورد استفاده از آن در $VVER SKD-30$ انتظار نمی رود.

- مواد برای پوشش عناصر سوخت $VVER SKD-30$ باید بر اساس تجربه عملیاتی از روکش عناصر سوخت $BOR-60$ ، $BN-60$ ، 800 انتخاب شوند. اینها احتمالاً آلیاژهای کروم نیکل (Cr_{17} ، Ni_{13} ، Mo_2) خواهند بود، که برای ارزیابی تورم آنها تحت شدت تابش مربوطه (dpa) ضروری است.

۳. هیدرولیک حرارتی

- ویژگی اصلی فرآیندهای ترموهیدرولیک تغییر قابل توجه در چگالی و ظرفیت حرارتی آب در پارامترهای فوق بحرانی است.

($Tk = 374.096$ درجه سانتیگراد، $Pk = 22.064$ MPa، $pk = 322$ کیلوگرم بر متر مکعب).

- برای $P < Pk$ و $P > Pk$ ، ماهیت وابستگی ضرایب انتقال حرارت و مقاومت هیدرولیکی در رابطه با کانال های ساده (لوله های گرد، کانال های حلقوی) به خوبی مطالعه شده است.

بررسی هیدرولیک حرارتی دسته های میله ای در ناحیه پارامترهای نزدیک به بحرانی و فوق بحرانی ضروری است.

در پارامترهای نزدیک به بحرانی، اندازه گیری این ویژگی ها دشوار است. در حال حاضر، خطا در محاسبه ضرایب انتقال حرارت برای کانال های ساده (لوله گرد، شکاف تخت) $\pm (15-20\%)$ است.

برای مرحله اولیه توسعه، چنین دقت کافی است، اما لازم است آزمایش های جدید اضافی بر روی آب و محیط های مدل (فرئون ها) در کانال هایی با اشکال ساده و پیچیده انجام شود، در درجه اول بر روی دسته های میله هایی با بسته بندی نزدیک (به عنوان مثال، با گام $1.1-1.5$).

ارزیابی احتمال ظهور یک منطقه ایراد در انتقال حرارت و روش های آزمایش برای از بین بردن آن (به عنوان مثال، چرخاندن جریان با شبکه های هدایت کننده، مانند $VVER$) ضروری است.

چگالی انتشار گرما (kW/l) و بارهای خطی مشخصه در $VVER$ و $VVER SKD$ عملاً یکسان است:

دفع گرما $VVER$ $VVER SKD$

$q_v, kW/l$ $110 \sim 110$

$q_l, Bt/cm$ $160 \sim 178-160$

$(q_l)_{max}, Bt/cm$ $300 \sim 448$



برای ایجاد روش‌های محاسباتی پیشرفته‌تر، انجام آزمایش‌هایی برای مطالعه تبادل حرارت در بسته‌های محکم میله‌ها (با مرحله ۱.۱-۱.۱۵) ضروری است. مطالعه فرآیندهای اختلاط جت‌های "سرد" ($T < T_k$) ضروری است. و "آب گرم" ($T > T_k$) به منظور شناسایی شرایط ناپایدار در صورت بروز.

۴. شیمی آب یا رژیم شیمی آب (WCR)

ویژگی‌های شیمی آب در SCD در دیگ‌های بخار در نیروگاه‌های حرارتی به خوبی توسعه یافته است. ویژگی‌های استفاده از آب نزدیک به بحرانی در راکتورهای هسته‌ای مرتبط با تأثیر تشعشع و رادیولیز حاصل از آب، که در راکتورهای نوع WWER، BWR و RBMK رخ می‌دهد، بررسی و بررسی تجربی این پدیده در طیف نوترونی متفاوت، از جمله انتقال جرم محصولات خوردگی و رادیونوکلئیدها ارائه شده است.

۵. مطالعات خوردگی مواد در نظر گرفته شده برای استفاده در WWER SKD باید هم در شرایط استاتیک و هم در جریان آب در میدان تابش راکتور، یعنی مستقیماً در حلقه‌های راکتور انجام شود.

۶. مشکلات ایجاد سیستم‌های ایمنی برای راکتور WWER SKD مشابه از این نظر مشابه هستند که در طول توسعه WWER (سیستم‌های فعال و غیرفعال) حل می‌شوند. یکی از ویژگی‌های احتمالی راکتور آزمایشی WWER SKD-۳۰ نیاز به سازماندهی گردش طبیعی در مدار راکتور با استفاده از دستگاه‌های مخصوص یا کانال‌های جداگانه برای دفع گرما.

۷. بررسی راه حل‌های علمی و فنی برای طراحی WWER SKD باید بر روی مدل‌ها انجام شود یا طراحی باید در اندازه کامل آزمایش شود.

۸. توسعه و تأیید ابزارهای نرم افزاری از جمله کدهای بهبودارزیابی، برای محاسبات مربوط به ویژگی‌های فیزیکی و حرارتی-هیدرولیکی نوترونی WWER SKD، که ماهیت پیچیده تغییر در خواص خنک‌کننده را در دمای عملیاتی (قلع = ۳۵۰ درجه سانتی‌گراد، قلع =) در نظر می‌گیرد. ۵۵۰ درجه سانتی‌گراد).

۴. پیشنهادات همکاری در موضوع SKD در چارچوب برنامه بین‌المللی OKB-GP+GENERATION:

گروه مواد و شیمی:

• مطالعات علم مواد مجموعه‌های آزمایشی مجتمع سوخت PPK-Ts (۱.۲ واحد بلویارسک NPP).

• ارائه نتایج تحقیقات علوم مواد که قبلاً تکمیل شده است.

گروه حرارتی-هیدرولیک و ایمنی:

• مطالعه انتقال حرارت در یک شبیه‌ساز میله سوخت.

• بررسی تغییر شکل غلاف میله سوخت در فرآیندهای گذرا.

گروه یکپارچه سازی و ارزیابی سیستم:



- مطالعات طراحی راکتورهای تجربی و تحقیقاتی.
- گروه گزینه های سوخت و چرخه سوخت:
- توسعه یک میله سوخت با سوخت مختلط (تکنولوژی NPO Luch).
- گروه گزینه Fast Core:
- تایید متقابل نرم افزار، مطالعات محاسباتی. FEI:
- محاسبات فیزیکی و محاسبات حرارتی بررسی در مورد نتایج؛
- آماده سازی آزمایشات فیزیکی در استند BFS.
- نوسازی یک پایه برای مطالعه ناپایداری های هیدرودینامیکی در طول SCD.
- آماده سازی برای آزمایش بر روی آب SKD در یک بسته نرم افزاری.
- ساخت حلقه SCP در راکتور -۳SM.
- آزمایشات علم مواد. (پس از اتمام کار توسعه استند ها و مدار SCP مشخص می شود).
- طراحی راکتور تجربی. NIC KI:
- گروه مواد و شیمی:
- بررسی تحلیلی تجربه استفاده از فولادها و آلیاژها در انرژی آلی در بویلرهای SKD، شیمی آب و تصفیه آب در مدار قدرت بخار. گروه حرارتی-هیدرولیک و ایمنی:
- انتخاب آزمایشات معیار در مورد تبادل حرارت در یک لوله با خنک کننده SCP مبتنی بر آب و تأیید متقابل ابزارهای محاسبه.
- گروه یکپارچه سازی و ارزیابی سیستم:
- توسعه یک مفهوم برای یک راکتور تحقیقاتی چند منظوره کم مصرف.
- گروه گزینه های سوخت و چرخه سوخت:
- انجام ارزیابی قابلیت های فناوریانه برای تولید انواع مواد ساختاری برای پوشش میله های سوخت (VNIINM, NPO)
- "پرتو"؛
- توسعه یک معیار و تأیید متقابل نرم افزار برای کار سوختن سوخت و تغییر در حاشیه واکنش برای یک هسته با خنک کننده آب SCP.



گروه گزینه Fast Core:

• توسعه یک معیار برای تایید متقابل نرم افزار برای محاسبه ویژگی های نوترونی-فیزیکی مناطق فعال با طیف نوترونی سریع و متغیر.

نتیجه گیری طراحی یک راکتور هسته ای فوق بحرانی با آب خنک VEVSR SKD (نسل-۴) یا SCWR طبق طبقه بندی بین المللی بر اساس:

- تجربه انباشته در عملیات WWER، PWR، BWR (بیش از ۱۴۰۰۰ سال راکتور).

- سالها تجربه جهانی در راه اندازی نیروگاه های حرارتی (بیش از ۴۰۰ واحد، ۲۰۰۰۰ سال بلوک، با استفاده از فوق بحرانی (SCP) (۲۵ مگاپاسکال، ۵۴۰ درجه سانتیگراد) و فوق بحرانی (۳۵-۳۷ مگاپاسکال، ۶۲۰-۷۰۰ درجه سانتیگراد) (بخار آب ۱۴۰ واحد قدرت فشار فوق بحرانی (SCP) در روسیه وجود دارد.

مزایای مفهوم WWER SKD به خوبی شناخته شده است، یعنی:

- طیف نوترون سخت (رزونانس سریع) که امکان دستیابی به ضریب بازتولید سوخت بالا (حدود ۱) را فراهم می کند، استفاده از ^{238}U و سوزاندن زباله های رادیواکتیو را تضمین می کند.

- افزایش راندمان چرخه به ۴۴-۴۵٪ به جای ۳۳-۳۴٪ فعلی در نیروگاه های هسته ای (در نیروگاه های حرارتی مدرن، راندمان به ۵۰-۵۳٪ نزدیک می شود).

- کاهش جریان خنک کننده از طریق منطقه فعال، همراه با امکان افزایش گرمایش مایع خنک کننده در منطقه فعال از ۲۸۰ به ۵۴۰ درجه سانتیگراد، یعنی ۲۷۰ درجه سانتیگراد در مقایسه با گرمایش در VVER-۳۵-۳۰ درجه سانتیگراد. کاهش سرعت جریان باعث کاهش هزینه های انرژی برای پمپاژ خنک کننده، کاهش تعداد حلقه ها (به دو حلقه)، کاهش سطح مقطع جریان خطوط لوله (۲.۵ تا ۳ برابر)، اندازه تجهیزات خاموش کننده و کنترل، و قدرت و اندازه پمپ های گردشی اصلی - مشکل ایمنی هیدروژن در هنگام استفاده از روکش المنت سوختی ساخته شده از آلیاژهای نیکل یا فولادهای زنگ نزن برطرف می شود و نیاز به اجزای مربوطه این سیستم (سنسورهای هیدروژن، نوترکیب ها و ...) برطرف می شود.

- طرح جریان مستقیم NPP مقدار تجهیزات را کاهش می دهد، اجازه می دهد تا ژنراتورهای بخار - تجهیزات مدار دوم، جبران کننده های فشار، پمپ های مدار دوم، جداکننده ها را رها کنید.

- همه اینها منجر به کاهش مصرف فلز تأسیسات راکتور تقریباً ۲ برابر در مقایسه با راکتورهای VVER موجود و کاهش حجم و مدت زمان کار ساخت و ساز می شود.

- حجم کره محافظ مدار اول کاهش می یابد که همچنین هزینه های سرمایه ای و زمان ساخت را کاهش می دهد.

در سال های گذشته ۱۹۶۴-۱۹۹۰ و بعداً مؤسسه کورچاتوف، OKB Gidropress، OKBM و NIKIET این وظیفه را بر عهده گرفتند. اما این تحولات در آن زمان توسعه لازم را دریافت نکرد. پس از اولین سمینار بین المللی (۲۰۰۰) در مرکز



تحقیقات دولتی فدراسیون روسیه - IPPE، کار محاسباتی بر روی فیزیک و هیدرولیک حرارتی آغاز شد. نتایج بارها در سمینارها و کنفرانس‌های بین بخشی مورد بحث قرار گرفت.

در حال حاضر، تحولات مربوط به این موضوع در بیش از ۱۵ کشور (ژاپن، کره، کانادا، جامعه اروپا، چین و غیره) در حال انجام است. پیش نویس برنامه بین المللی برای مسیرهای اصلی تحقیق و توسعه در این زمینه تهیه شده است و در جلسه گروه کاری آژانس مورد بحث قرار خواهد گرفت.

در سال ۲۰۱۱، روسیه وارد همکاری‌های بین المللی از جمله مشارکت در مجمع بین المللی نسل چهارم (GIF) شد. اما تا کنون، کار فقط در OKB Gidropress، مرکز تحقیقات دولتی فدراسیون روسیه - IPPE و مرکز تحقیقات روسیه KI توسط علاقه مندان با استفاده از ذخایر داخلی و کمک‌های مالی کوچک از بنیاد روسیه برای تحقیقات اساسی، آژانس بین المللی انرژی اتمی، انجام شده است. و غیره OKB Gidropress، مرکز تحقیقات دولتی فدراسیون روسیه - IPPE و مرکز تحقیقات روسیه KI اصول اولیه این مفهوم را در سال ۲۰۰۷ توسعه دادند (پروژه ۳۹۳-۰۲۲Pr). متأسفانه، هنوز هیچ برنامه، هماهنگی یا بودجه‌ای برای تحقیق و توسعه در پروژه مفهومی VVER SKD وجود ندارد.

برعکس، تجزیه و تحلیل مطالعات خارجی گواه ماهیت سیستماتیک، سازگاری و آنچه به ویژه مهم است، آموزش پیشرفته پرسنل است. موسسات خارجی - دانشگاه مک مستر، همیلتون (کانادا)، مرکز بین المللی فیزیک نظری در میرامار، تریست (ایتالیا) - دوره‌های ویژه‌ای را در زمینه طراحی و فناوری SCWR به همراه آژانس بین المللی انرژی اتمی باز می‌کنند. هدف از این دوره‌ها تربیت معلمان برای متخصصان آینده در این شاخه خاص از انرژی هسته‌ای است.

برای متخصصانی که قبلاً در این زمینه مهندسی هسته‌ای کار می‌کنند، سمپوزیوم‌های بین المللی برگزار می‌شود که در آن مسائل عملی در مورد مفهوم SCWR و دستاوردهای تیم‌های فردی در زمینه‌های زیر برگزار می‌شود:

- فیزیک راکتور؛

- مواد، شیمی آب و خوردگی؛

- هیدرولیک حرارتی؛

- امنیت؛

- طرح‌های حرارتی نیروگاه‌های هسته‌ای، مسائل مشکل ساز و روش‌های حل آنها.

در مارس ۲۰۱۳، ششمین سمپوزیوم بین المللی SCWR در شنژن چین، هفتمین سمپوزیوم در سال ۲۰۱۵ و هشتمین سمپوزیوم در سال ۲۰۱۷ برگزار شد.

بر اساس اطلاعات رئیس بخش همکاری‌های بین المللی موسسه انرژی هسته‌ای چین (NPIC)، چنگدو، وزارت فناوری



موسسه ملی علم و فناوری چین بودجه ای را برای پروژه SCWR فراهم کرده است. به زودی در چین پیشنهاد شده است که کار سیستماتیک روی این پروژه با بودجه سالانه سازماندهی شود. رهبران چین هدف خود را برای تبدیل NPIC به بزرگترین موسسه هسته ای جهان تعیین کرده اند و شروع به تحقق این هدف کرده اند.

با در نظر گرفتن این اطلاعات، توصیه می شود یک برنامه جامع کار روی VVER SKD در چارچوب شرکت دولتی Rosatom با انتصاب مسئولین بخش های فردی و تعریف ایجاد کنید.

ترتیب تامین مالی پیشنهاد مشترک OKB Gidropress، SSC RF – IPPE و RRC KI در مورد پروژه چنین برنامه ای به طور خلاصه در گزارشات در جلسات کمیته راهبری GIF IV در جهت SCWR (سپتامبر ۲۰۱۱، تورنتو، کانادا و فوریه ۲۰۱۲، بوداپست، مجارستان).

نتیجه گیری:

۱. مفهوم پروژه ۳۹۳-۰۲۲Pr- که قبلاً توسعه داده شده بود نشان داد که ساخت این راکتورها به بهبود اقتصاد، انجام سوزاندن عمیق MA، در عین کاهش قابل توجه حجم کارهای خطرناک هسته ای و استفاده از سوخت هسته ای مصرف شده (U+Pu) تولید شده در طی فرآیند بازآوری کمک می کند.

۲. یک طرح برای تحقیقات با اولویت خاص در بین سازمان های بین المللی ایجاد شود.

۳. تهیه مشخصات فنی برای طراحی VVER SKD-۳۰ (یک راکتور آزمایشی با ظرفیت کوچک - ۳۰ مگاوات حرارتی).

محاسبه و طراحی چنین راکتوری (شبیه به BR-۱۰) نه تنها به آموزش پرسنل برای توسعه آینده این فناوری اجازه می دهد، بلکه دشوارترین موقعیت هایی را که نیاز به تحقیقات تجربی در تأسیسات فردی دارد، روشن می کند.

۴. غیبت طولانی مدت در روسیه از یک برنامه مصوب با بودجه مناسب، این تصور را ایجاد می کند که شرکت دولتی Rosatom به توسعه این منطقه علاقه ندارد و خطر از دست دادن روسیه اولویت خود را ایجاد می کند. حفظ این وضعیت برای ۲-۳ سال دیگر منجر به عقب ماندگی ناامیدکننده روسیه در توسعه فناوری خواهد شد.

۵. انرژی هسته ای پتانسیل بسیار زیادی برای بهبود زندگی مردم دارد.

۶. انرژی هسته ای را می توان به طور ایمن و قابل اعتماد استفاده کرد.

۷. انرژی هسته ای زمینه ای برای تکنسین های بسیار ماهر است.

مراجع

۱. V.A. Махова, B.A. Пилев. Разработка новых цир-кониевых сплавов для оболочек твэлов водо-водяных реакторов //Атомная техника за рубе-жом. ۱۹۹۴, № ۱۲, с. ۳.
۲. А. Страссер. Мировой опыт эксплуатации твэловлегководных реакторов //Атомная техника за ру-бежом. ۱۹۸۶, №۹, с. ۲۸



- ١٥٤



۱۹. اطلاعات نقشه راه فناوری برای نسل چهارم. سیستم های انرژی هسته ای OECD. ژانویه ۲۰۱۴).
۲۰. راکتورهای نسل جدید. فصل ۲۳ در کتاب: «انرژی و تولید نیرو. کتاب راهنما: فن آوری های تاسیس شده و در حال ظهور» ویرایش توسط K.R.Rao.

SMED.C.Books.۲۰۱۱ (<http://www.ebooks.asmedigitalcollection.asme.org/mobile/books.aspx?bookid=۳۱۲>)

اخبار هسته ای مارس ۲۰۲۴. آزمون رفتار انتقال حرارت و کدهای ترمو هیدرولیک برای راکتورهای خنک کننده با آب فوق بحرانی IAEA TECDOC (SCWRS). Ser. شماره ۱۷۴۶، ۲۰۱۴.

محاسبه احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی برای بررسی پدیده ترکیب تقارن ها در زنجیره ی

ایزوتوپی ۱۱۸-۱۲۶Te با استفاده از مدل بوزون اندرکنشی (کد مقاله : ۱۳۲۵)

جهانگیری تازه کند، زهرا*^(۱) - صبری، هادی^(۱)

^۱دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک هسته ای

چکیده:

مطالعه ساختار سیستم های هسته ای با استفاده از بررسی پارامترهایی همچون ترازهای انرژی، احتمال گذار های الکتریکی و مغناطیسی در قالب مدل های مختلف انجام می شود. احتمال گذارهای چهار قطبی الکتریکی امکان ارزیابی توانایی مدل های مختلف را به دلیل ارتباط با عملگرها و همچنین ویژه حالات که در مدل های انتخابی به صورت متفاوت تعریف شده، فراهم می سازد. هدف ما محاسبه ی احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی زنجیره ی ایزوتوپی $^{118-126}\text{Te}$ و مقایسه ی نتایج حاصل با مقادیر تجربی می باشد. که بر اساس مدل IBM-1 و از طرفی با استفاده از چارچوب IBM-۲ که با در نظر گرفتن درجات آزادی دقیق پروتون و نوترون توصیف دقیقتری از حالت های میکروسکوپی سیستم هسته ای حاصل می نماید استفاده کردیم حرکت در زنجیره ایزوتوپی سبب مشاهده تغییرت گذار های دو قطبی الکتریکی متفاوت هسته ی خاص نسبت به سایر هسته های زنجیره ی ایزوتوپی نسبت به حالت نرمال ترکیب تقارن ها را نشان می دهد.

کلمات کلیدی: ترازهای انرژی - احتمال گذارهای چهار قطبی الکتریکی - ترکیب تقارن ها

Determination of electric quadrupole transition probabilities for mixing symmetries via interacting boson model for $^{118-126}\text{Te}$

Z.jahangiri Tazekand*, H.Sabri^۱



^۱ Department of physics, Faculty of physics, University of Tabriz ,

Abstract:

Study of nuclear structure have been done by different models which some parameter such as energy levels, electric and magnetic transition probabilities. Quadrupole transition probabilities are quantities which related to operators and Eigen functions that defined especially in each model and therefore, make it possible to consider its ability to reproduce experimentation data. We have determined Quadrupole transition probabilities of $^{118-126}\text{Te}$ isotopic chain with IBM- 1 and IBM- 2 models Also the IBM- 2 model have used which distinguishes between the protons and neutrons and provide more exact description of microscopic structures and consequently reduce the uncertainty of theoretical results in comparison with IBM- 1 the evolution of nuclear structure due to the move of these levels make, the electromagnetic transition probabilities show significant change in comparison with normal configurations which suggests the mixing of different symmetries.

Key words: energy levels, Quadrupole transition probabilities, mixing symmetries

۱- مقدمه :

گذار به دلیل برهمکنش هسته با میدان الکترومغناطیسی خارجی صورت می گیرد. در این هسته ها نوکلئون های برانگیخته که در ترازهای انرژی بالاتر قرار گرفته اند با برگشتشان به تراز پایین موجی با انرژی بسیار بالا و معمولاً از نوع تابش گاما خواهد بود در نتیجه منبع بسیار مهمی از اطلاعات تجربی به صورت قالب جملاتی از اندازه حرکت های چند قطبی الکترومغناطیسی که مستقیماً مربوط به توزیع بار هسته می شود را بیان می کند اما گذارهای خیلی مهمی که طبیعت حالات جمعی کم انرژی را آشکار می کند گذار چهارقطبی الکتریکی است از جمله میزان گذار چهارقطبی الکتریکی $(B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+))$ که می تواند معیاری از تغییر شکل باشد. همچنین بعضی مقادیر دیگر $B(E2)$ نمایانگرهای مهمی برای تغییر شکل هستند. مهمترین آنها گذار الکترومغناطیسی $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ در گذار کروی به تغییر شکل یافته افزایش می یابد. گذارهای بین باندهای متفاوت هم همچنین برای تغییرات شکل مهم هستند به عنوان مثال گذار $2_1^+ \rightarrow 2_2^+$ را در نظر بگیریم در هسته های تغییر شکل یافته تقارن محوری این گذار باند ارتعاشی B یا γ نامیده شده را به باند حالت پایه ارتباط می دهد و نسبتاً ضعیف است در هسته های سه محوری ناپایدار میزان این گذارها به طور قابل ملاحظه ای افزایش می یابد. هدف ما محاسبه ی احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی هسته های مورد نظر بر اساس مدل IBM است. مدل برهم کنش بوزونی بر اساس نظریه ی گروه ساخته شده که در ساده ترین مد، هسته های زوج - زوج را به صورت بوزون های جفت شده ی نوکلئونی با اندازه حرکت زاویه ای دو و صفر می باشد که به ترتیب آن ها را بوزون های d و s می نامند. پنج زیر حالت بوزون d و یک زیر حالت بوزون s یک فضای برداری شش بعدی را ایجاد می کند که سبب توصیف مدل بر هم کنش بوزونی با ساختار گروه جبری $U(6)$ می شود. سه الگوی معروف برای هسته های زوج-زوج جمعی وجود دارند که هسته را نه در حالت حرکت تک نوکلئونی بلکه بیشتر بر حسب شکل نوکلئون ها، نوسانات و چرخش های نوکلئون ها توصیف میکنند. این سه الگو ارتعاش، چرخنده متقارن و چرخنده پاد متقارن محوری هستند. این ها را می توان در قله مثلث تقارن شرح داد در زبان IBM آن ها مطابق با تقارن دینامیکی $U(5)$, $SU(3)$, $SO(6)$ هستند. هر کدام از این تقارن ها یک خصوصیت مشخص دارند و در اصل هر نوکلئون جمعی را می توان به منطقه ای در این مثلث منسوب کرد. نقاط سرتاسر مثلث مطابق



با شکل‌ها و ساختارهای متفاوت هستند که می‌توانند مسیری از تغییر شکل از کروی به تغییر شکل یافته را نشان دهند. بیشتر سیستم‌های هسته‌ای ساختارشان به گونه‌ای است که در رئوس مثلث قرار نمی‌گیرند و به دلیل اینکه بیش از یک تقارن دینامیکی را دارا هستند در روی ساق‌های مثلث جا گرفته‌اند یا به عبارت دیگر هسته‌ها در حال گذار فازی-شکلی هسته‌ای می‌باشند تمرکز ما بر روی مناطقی از مثلث است که در آنها چنین تغییر شکل‌هایی اتفاق می‌افتد. هسته ^{128}Te در منطقه جرمی $A=118-128$ دارای ویژگی گذار بین حدهای کروی و تغییر شکل یافته می‌باشد. [4-1] مدل IBM-1 در ارتباط با عدم تمایز پروتون و نوترون هاست و ساده‌ترین مدل اندرکنش بوزونی می‌باشد. این مدل هسته را به صورت یک لایه ی بسته از نوکلئون‌ها که با بوزونهای تشکیل یافته از جفت شدن نوکلئون‌های (یا حفره‌های) منفرد ترکیب شده، معرفی می‌کند. تعداد نوکلئونهای موجود در لایه ی بسته برابر با اعداد جادویی ۲، ۸، ۲۰، ۲۸، ۵۰، ۸۲، ۱۲۶ و... می‌باشد. تعداد بوزون‌ها هم به تعداد نوکلئون‌ها یا حفره‌های فعال خارج لایه ی بسته بستگی دارد. در این مدل برای بدست آوردن تعداد کل بوزون‌ها، تعداد بوزون‌های پروتونی را با تعداد بوزون‌های نوترونی جمع می‌کنند. IBM-2 که برگرفته از مطالعه ی IBM-1 است. برای پروتون‌ها و نوترون‌ها تمایز قایل شده و جداگانه هرکدام را ترکیب می‌کند یعنی نوترون‌ها را با هم و پروتون‌ها را با هم ترکیب می‌کند. این مدل مناسب هسته‌های زوج-زوج سنگین و متوسط است (در آن نوترون‌ها و پروتون‌ها، لایه‌های ظرفیتی متفاوتی را اشغال می‌کنند) از ضرورت ایجاد حالت‌های جمعی هسته‌ای ناشی شده است. در این مدل هیچ بوزونی وجود ندارد که از یک پروتون و یک نوترون تشکیل شده باشد. [6-5]

۲- روش کار:

برای این کار حالت‌های گذار $0_1^+ \rightarrow 2_1^+, 2_1^+ \rightarrow 4_1^+, 4_1^+ \rightarrow 6_1^+$ که مقادیر احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی آنها شناخته شده می‌باشد را انتخاب می‌نماییم. عملگر چهار قطبی الکتریکی دقیقاً مشابه با مولد‌های گروه تقارنی به صورت جفت شدگی از بوزون‌های s و d با اندازه حرکت زاویه‌ای مشخص است را معرفی می‌کنیم. با استفاده از این عملگر به بررسی احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی و روابط آن می‌پردازیم. نظریه ی تابش الکترومغناطیسی که مرتبط با مکانیک کوانتوم است، رابطه ی زیر را برای احتمال گذار تابشی در واحد زمان، از حالت اولیه ی i با اسپین J_i به حالت نهایی f با اسپین J_f حاصل می‌کند. $B(L, J_i \rightarrow J_f)$ با المانهای ماتریس کاهش یافته ی عملگر $T^{(L)}$ از طریق برهمکنش بین میدان تابش چند قطبی و هسته‌ها به این صورت مرتبط می‌شود.

$$B(L, J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_i || T^{(L)} || J_f \rangle \right|^2, \quad (1)$$

این رابطه برای گذارهای الکتریکی و مغناطیسی برقرار است. المان‌های ماتریس کاهش یافته ی $\langle J_f || T^{(L)} || J_i \rangle$ از المان ماتریس عادی که از طریق قضیه ی ویگنر-اکارت حاصل می‌شود، بدست می‌آید عملگر گذار چهار قطبی الکتریکی را در مدل بوزون اندرکنشی برای گذار $SO(6) \leftrightarrow U(5)$ به صورت زیر معرفی می‌کنیم. [8-7]

$$\hat{T}_\mu^{(E2)} = q_{2\rho} [\hat{d}^\dagger \times \tilde{s} + \hat{s}^\dagger \times \tilde{d}]_\mu^{(2)} + p_{2\rho} [\hat{d}^\dagger \times \tilde{d}]_\mu^{(2)}, \quad (2)$$



با مقایسه نتایج با داده های تجربی کمیت های p_2, q_2 با روش برازش حداقل مربعات به دست می آید. و $S^\dagger(d)$ عملگرهای خلق بوزون $S(d)$ هستند $\rho = \pi$ or ν در فرمالیسم IBM-2 که جداگانه برای پروتون و نوترون محاسبه می شود مقدار احتمال چهار قطبی الکتریکی در واحد وایسکوف می باشد.

۲-۱- بررسی اثر عملگرهای خلق و فنا:

برای حالت های برچسب زده شده با اعداد کوانتومی مناسب در گذار از تراز اولیه به تراز ثانویه به صورت روابط زیر به دست می آید.

$$\begin{aligned}\tilde{d}_q |n_{si}, n_{di}, j_i, m_i\rangle &= \sqrt{n_{di}} |n_{si}, n_{di} - 1, j_i - 2, q\rangle \\ d_p^\dagger |n_{si}, n_{di}, j_i, m_i\rangle &= \sqrt{n_{di} + 1} |n_{si}, n_{di} + 1, j_i + 2, p\rangle \\ s^\dagger |n_{si}, n_{di}, j_i, m_i\rangle &= \sqrt{n_{si} + 1} |n_{si} + 1, n_{di}, j_i, 0\rangle \\ s |n_{si}, n_{di}, j_i, m_i\rangle &= \sqrt{n_{si}} |n_{si} - 1, n_{di}, j_i, 0\rangle \\ \tilde{d}_q d_p^\dagger |n_{si}, n_{di}, j_i, m_i\rangle &= \sqrt{n_{di} + 1} \tilde{d}_q |n_{si}, n_{di} + 1, j_i + 2, p\rangle \\ &= \sqrt{n_{di} + 1} \sqrt{n_{di} + 1} |n_{si}, n_{di}, j_i, q\rangle \\ d_q^\dagger d_p^\dagger |n_{si}, n_{di}, j_i, m_i\rangle &= \sqrt{n_{di} + 1} d_q^\dagger |n_{si}, n_{di} + 1, j_i + 2, p\rangle \\ &= \sqrt{n_{di} + 1} \sqrt{n_{di} + 2} |n_{si}, n_{di} + 2, j_i + 4, p\rangle\end{aligned}\quad (3)$$

۲-۲- محاسبه ی نمونه ای از المانهای ماتریس کاهش یافته برای گذار $U(5) \leftrightarrow SO(6)$:

اگر حالت پایه از حد نوسانی انتخاب شوند که دارای تعداد n_d و d بوزونهای معین هستند. در این حد گذار چهار قطبی بین $|n_s n_d \tau_i n_{\Delta} J M\rangle$ و $\Delta n_d = 0, 1, -1$ باشند. و حالتی اتفاق می افتد که دارای اختلاف تعداد d بوزون های به این صورت به عنوان حالت پایه در نظر بگیریم

$$\begin{aligned}\langle J_f M_f | T^{(1)} | J_i M_i \rangle &= \\ \langle n_{sf} n_{df} \tau_f n_{\Delta f} J_f M_f | q_{2\rho} [\hat{d}^\dagger \times \tilde{s} + \hat{s}^\dagger \times \tilde{d}]_\mu^{(2)} + p_{2\rho} [\hat{d}^\dagger \times \tilde{d}]_\mu^{(2)} | n_{si} n_{di} \tau_i n_{\Delta i} J_i M_i \rangle, & (4)\end{aligned}$$

$$s |n_s n_d \tau J M\rangle = \sqrt{n_s} |n_s - 1, n_d \tau J M\rangle, \quad (5)$$

$$\begin{aligned}\langle n_{sf} = n_{si}, n_{df} = n_{di} + 1, \tau_f J_f | d_\mu^\dagger s | n_{si} n_{di} \tau_i J_i \rangle &= \\ \text{به} \sqrt{n_{si}} \langle n_{df} = n_{di} + 1, \tau_f J_f | d_\mu^\dagger s | n_{di} \tau_i J_i \rangle, & (6)\end{aligned}$$

این صورت المان n_s را می توان حذف کرد و در ادامه به محاسبه ی المانهای ماتریس کاهش یافته برای حالتی که اختلاف n_d یک واحد باشد، می پردازیم. که با $n_{di}=0$ برای محاسبه ی

$$\langle n_{df} = 1, J_f = 2 | d^\dagger \rangle, \quad (7)$$



شروع می‌کنیم بر اساس رابطه‌ی تعامد زیر

$$\langle n_{df} = 1, J_f = 2, M_f | d^\dagger | n_{di} = 1, J_i = 0, 0 \rangle = \delta_{M_f \mu}, \quad (8)$$

که از این حقیقت ناشی می‌گردد که عملگر d_μ^2 حالت $|n_d = 1, j = 2, \mu\rangle$ را از سمت راست تولید میکند. بر اساس این رابطه و قضیه‌ی ویگنر-اکارت، می‌توان نتیجه گرفت که:

$$1 = \langle n_{df} = 1, J_f = 2, \mu | d_\mu^\dagger | n_{di} = 0, J_i = 0, 0 \rangle = \langle 002\mu | 2\mu \rangle 5^{-1/2} \langle n_{df} = 1, J_f = 2 | d^\dagger | n_{di} = 0, J_i = 0 \rangle, \quad (9)$$

$$\langle n_{df} = 1, J_f = 2 | d^\dagger | n_{di} = 0, J_i = 0 \rangle = \sqrt{5}, \quad (10)$$

چرا که ضریب کلبش-گوردون در این شرایط ۱ است. به همین صورت برای مقادیر بیشتری از n_{df} ها به همین ترتیب می‌توان محاسبات را انجام داده و المان‌های ماتریس کاهش یافته را بدست آورد. که بر اساس همین المانهای کاهش یافته نیز به محاسبه‌ی احتمال‌های گذار موجود می‌پردازند.

۳-نتایج:

عناصر ماتریس $T(E_2)$ را بین ویژه حالات محاسبه می‌کنیم. سپس با مقایسه نتایج با داده‌های تجربی کمیت‌های q_2, p_2 را با روش برازش حداقل مربعات استخراج کردیم. ما در این مطالعه برای ایزوتوپ‌های هسته Te برای این کار حالت‌های گذار که مقادیر احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی آنها شناخته شده می‌باشد را انتخاب می‌نماییم که روی ترکیب تقارن‌ها تاثیر دارد. برای هر دو روش IBM-1 و IBM-2 نتایج تئوری تطابق خوبی با مقادیر تجربی دارد پارامترهای موثر باری که در جدول (۱) و (۲) آمده است.

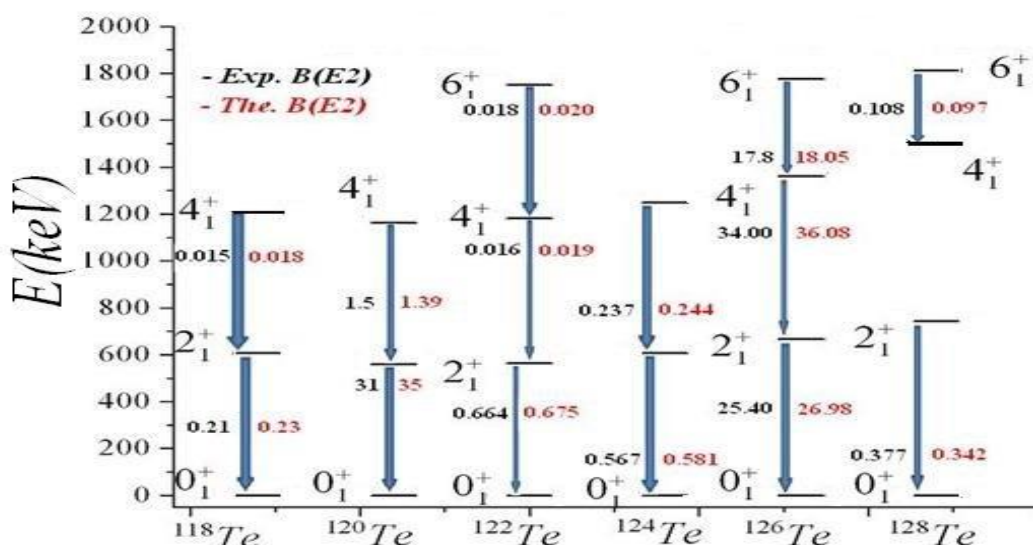
جدول (۱) ضرایب موثر چهارقطبی الکتریکی برای ایزوتوپ‌های Te برازش شده با داده‌های تجربی گرفته شده از [9-10] در

چارچوب IBM-1

Nucleus	^{118}Te	^{120}Te	^{122}Te	^{124}Te	^{126}Te	^{128}Te
q_2	۱.۸۸۳	۲.۰۱۳	۲.۲۱۷	۲.۳۳۸	۲.۳۰۵	۲.۲۶۱
p_2	-۰.۹۲۷	-۰.۸۵۸	-۰.۸۰۱	-۰.۷۰۹	-۰.۷۶۶	-۰.۷۹۴



احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی برای حالت IBM-1 که نتایج تئوری تطابق خوبی با مقادیر تجربی دارد در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل (۱) مقایسه پیش بینی IBM-1 برای $B(E_2)$ مابین ترازهای باند پایه و مقدار تجربی و داده تجربی از مراجع [۹-۱۰] گرفته شده است. مقادیر در واحد W.U. است.

جدول (۲) ضرایب موثر چهارقطبی الکتریکی برای ایزوتوپ های Te برازش شده با مقدار تجربی و داده تجربی از مراجع [۹-۱۰] گرفته شده است در چارچوب IBM-2

Nucleus	^{118}Te	^{120}Te	^{122}Te	^{124}Te	^{126}Te	^{128}Te
$q_{2\pi}$	۲.۳۶۶	۲.۳۰۵	۲.۱۱۳	۱.۷۵۵	۱.۹۳۴	۲.۱۰۵
$q_{2\nu}$	۰.۹۲۲	۰.۸۴۹	۰.۷۹۴	۰.۴۸۶	۰.۶۰۲	۰.۷۱۵
$p_{2\pi}$	۱.۲۸۹	۱.۴۶۱	۱.۵۹۹	۰.۱۱۵	۲.۰۰۹	۱.۷۷۸
$p_{2\nu}$	-۱.۷۰۳	-۱.۵۳۵	-۱.۴۵۷	۰.۹۶۸	-۱.۰۹۸	-۱.۲۰۷



جدول (۳) پیش بینی IBM-2 برای احتمالات گذار $B(E_2)$ با مقدار تجربی گرفته شده از مراجع [۹-۱۰] مقادیر در واحد W.U. می باشند

Nucleus		Transition probability	
^{118}Te			$B(E 2; 2_2^+ \rightarrow 0_2^+)$ Exp= ۰.۳۱ The=۰.۳۶
^{120}Te	$B(E 2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ Exp= ۰.۱۵ The= ۰.۲۱	$B(E 2; 2_2^+ \rightarrow 0_2^+)$ Exp= ۰.۵۰ The=۰.۵۸	
^{122}Te	$B(E 2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ Exp= ۰.۸۴۱ The= ۰.۸۵۳	$B(E 2; 4_2^+ \rightarrow 2_2^+)$ Exp= ۰.۶۱ The=۰.۶۷	$B(E 2; 2_3^+ \rightarrow 2_2^+)$ Exp= ۰.۲۱ The=۰.۶۷
^{124}Te			$B(E 2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ Exp= ۰.۰۱۹ The=۰.۰۲۱

۴- بحث و نتیجه گیری :

از آنجایی که بخش عمده عملگر گذار عملگر چهار قطبی الکتریکی است لذا اندازه گیری این کمیت معیاری از تغییر شکل هسته نیز هست. برای این کار حالت های گذار $0_1^+ \rightarrow 2_1^+, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+, 6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ که مقادیر احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی آنها شناخته شده می باشد را انتخاب نمودیم نتایج برای دو هسته $^{124}\text{Te}, ^{126}\text{Te}$ نشان می دهد که این هسته در گذار بین حد



کروی و تغییر شکل یافته قرار گرفته است در واقع ترکیب دو تقارن را نشان می دهد برای انتقالات بین باندی و باند زمینه شامل O^+ ها می شود وقتی از فرمالیسم IBM-1 استفاده کردیم داده های تجربی و تئوری بدون تاثیر این باندها دیده می شود. به عبارت دیگر برای باندهای تحریکی باید حالت های O^+ را نیز داشته باشیم به همین خاطر از فرمالیسم IBM-2 استفاده می کنیم. نتایج در جدول ۳ نشان داده شده است بنابراین ایزوتوپ های هسته Te مناسب برای مطالعه گذار عملگر چهارقطبی الکتریکی در ناحیه گذار از هسته کروی به هسته های تغییر شکل یافته می باشد.

۵- مراجع :

- [۱] H. Sabri, Z. Jahangiri, M.A. Mohammadi, Nucl. Phys. A, ۹۴۶ (۲۰۱۶) ۱۱.
- [۲] J. E. García-Ramos and K. Heyde, Phys. Rev. C. ۸۹, ۰۱۴۳۰۶ (۲۰۱۴).
- [۳] J. E. García-Ramos, K. Heyde, L. M. Robledo, and R. Rodríguez-Guzmán, Phys. Rev. C. ۸۹, ۰۳۴۳۱۳ (۲۰۱۴).
- [۴] Iachello, F. (۲۰۰۵). Symmetry in nuclei and beyond. Nuclear Physics A , ۷۵۱, ۳۲۹
- [۵]. Heyde, K., Decoster, C. (۱۹۹۵). Multi partical multi hole excitation and new symmetries near closed shell. Physica Scripta, T۵۶, ۱۳۳-۱۴۳
- [۶]. Heyde, K., Jolie, J. (۲۰۰۴). phase transition versus shape coexistence. Phys. Rev. C, ۶۹, ۰۵۴۳۰۴
- [۷] F. Pan , J. P. Draayer Nucl. Phys. A. ۶۳۶, ۱۵۶ (۱۹۹۸).
- [۸] F. Pan , J. P. Draayer J. Phys. A: Math. Gen. ۳۵, ۷۱۷۳ (۲۰۰۲).
- [۹]. National Nuclear Data Center, (Brookhaven National laboratory), chart of nuclides, (<http://www.nndc.bnl.gov/chart/reColor.jsp?newColor=dm>).
- [۱۰] K. Kitao, Nuclear Data sheets, ۷۵, ۹۹ (۱۹۹۵).

بررسی و تحلیل توزیع رادون داخلی در ایران (کد مقاله : ۱۳۴۷)

خانیکی، زینب* - ذبیحینپور، محمد - محمدی، سعید



دانشگاه پیام نور تهران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک.

چکیده

با افزایش آگاهی از خطرات رادون داخلی، یکی از عوامل اصلی سرطان ریه، تحقیقات مرتبط با آن در ایران نیز گسترش یافته است. تحلیل داده‌های پژوهش‌ها نشان می‌دهد که در برخی مناطق ایران به دلیل شرایط آب و هوایی و پایین بودن میزان رادون در خاک بستر یا مصالح ساختمانی بکار رفته در ساخت بناها، مشکلات رادون داخلی کمتری وجود دارد. اگرچه داده‌ها در هر منطقه تقریباً با هم هماهنگ بودند؛ اما با این حال، استثنای زیادی نیز دیده می‌شوند. در این پژوهش، با بررسی فعالیت‌ها و تحقیقات مرتبط با رادون در مناطق مختلف ایران در سالهای گذشته که با روشهای اندازه‌گیری متفاوتی حاصل شده اند، یک نقشه ابتدایی از نحوه توزیع رادون داخلی در مناطق مختلف ایران از طریق مقایسه‌ی منطقه‌ای ارائه گردیده است.

کلمات کلیدی: گاز رادون، آهنگ انتشار سطحی، رادون داخلی، رادون خارجی.

Investigation and analysis of indoor radon in Iran

Zeinab, Khaniki*, Mohammad, Zabihin pour, Saeed, Mohammadi

Payame Noor University, Tehran, IRAN Department of physics.

Abstract:

With the increase in the risks of indoor radon, one of the main causes of lung cancer, research related to it has also been developed in Iran. The analysis of the research data shows that in some regions of Iran, there are less internal radon problems due to the weather conditions and the low level of radon in the subsoil or construction materials used in the construction of buildings. Although the data were almost consistent in each region; However, there are many exceptions. In this research, by examining the activities and research related to radon in different regions of Iran in the past years, which were obtained with different measurement methods, a preliminary map of the distribution of domestic radon in different regions of Iran has been presented through regional comparison.

Key words: Radon, Exhalation rate, internal radon, external radon.

۱- مقدمه:

رادون (Rn)، یک گاز رادیواکتیو که به طور طبیعی از پوسته زمین انتشار می‌یابد و حدود نیمی از دوز مؤثر تابشهای یونیزان دریافتی توسط انسان را تشکیل می‌دهد. مهم‌ترین ایزوتوپ آن در چرخه فروپاشی ^{238}U ، با نماد ^{222}Rn به عنوان



"رادون" و دیگر ایزوتوپ مهم آن، ^{220}Rn با عنوان "تورون" شناخته می‌شود، که محصول زنجیره فروپاشی ^{232}Th است. اندازه‌گیری رادون در معادن مختلف از جمله اورانیوم از اوایل قرن بیستم آغاز شد و نشان داد که رادون می‌تواند مسئول ابتلا به سرطان ریه معدنچیان باشد و تجزیه و تحلیل کمی نتایج دو پژوهش مستقل دیگر در مورد معدنچیان، مشخص ساخت که خطر ابتلا به سرطان ریه با افزایش مدت زمان مواجهه با محصولات واپاشی رادون به طور خطی افزایش می‌یابد [۱-۳]. با توجه به نتایج این مطالعات، تلاش‌های بیشتری برای توسعه روش‌های قابل اعتمادتر برای پایش محصولات واپاشی رادون در محیط بسته انجام گردید و مشخص شد که محصولات واپاشی رادون از چندین تا هزاران KBqm^{-3} می‌توانند متغیر باشند [۴]. نتایج اولین مجموعه اندازه‌گیری‌های رادون داخلی در سوئد نشان‌دهنده سطح بالای رادون در چندین خانه ساخته شده با بتن غنی از رادیوم بود [۵]. از آن زمان، مطالعات گسترده رادون داخلی در چندین کشور مانند ایالات متحده، بسیاری از کشورهای اروپایی و ژاپن انجام شده است و در برخی کشورها، همچنان این مطالعات در حال انجام است. یافته‌های کلی از مطالعات اپیدمیولوژیک متعدد، بر اساس داده‌های حاصل از معدنچیان و عموم مردم، این نتیجه را تأیید می‌کند که پس از سیگار کشیدن، مواجهه طولانی مدت با رادون داخلی یکی از علل اصلی سرطان ریه می‌باشد. همچنین طبق گزارش سازمان بهداشت جهانی (WHO) ۳ تا ۱۴ درصد از مرگ و میرهای ناشی از سرطان ریه، ارتباط مستقیم با قرارگیری و سکونت طولانی مدت در محیط‌هایی با غلظت بالای گاز رادون دارد [۶-۱۱].

مطالعات مربوط به غلظت گاز رادون در منازل مسکونی در کشور ما ایران، به دلیل وجود مناطق با پرتوایی طبیعی بالا همواره مورد توجه پژوهشگران بوده است. یکی از مناطق با پرتوایی بالا در ایران برخی نقاط شهر رامسر واقع در شمال کشور می‌باشد که دلیل آن را می‌توان وجود چشمه‌های آب گرم حاوی رادیوم ۲۲۶ دانست [۱۲]. در یک پژوهش، بررسی جامعی از مطالعات مقطعی منتشر شده در مورد مواجهه با رادون در مناطق مسکونی در ایران انجام گردیده است. این بررسی شامل مطالعات منتشر شده تا سال ۲۰۲۲ می‌باشد. قابل توجه است که بالاترین سطوح رادون مسکونی، در استان مازندران، شهر رامسر یافت شد که به طور قابل توجهی، غلظت رادون داخلی از سطوح مرجع توصیه شده توسط سازمان بهداشت جهانی (WHO) و سطوح استاندارد تعیین شده توسط آژانس حفاظت از محیط زیست ایالات متحده (US.EPA) فراتر بدست آمد. میانگین دوزهای موثر دریافتی توسط ساکنان ایرانی 5.0 mSv.y^{-1} بود. علاوه بر این، میانگین خطر اضافی ابتلا به سرطان در طول عمر (ELCR) مرتبط با مواجهه با رادون داخلی، دو نفر در هر ۱۰۰۰ نفر تعیین شد بنابراین، شهروندان استان مازندران (تالش محله و رامک) با بالاترین خطر ابتلا به سرطان ریه مواجه هستند، که اقدامات کنترلی فوری را ضروری می‌سازد [۱۳]. طبق خبر منتشر گردیده توسط شبکه بهداشت رامسر، میزان ابتلای افراد ساکن در این شهر به سرطان معده و ریه بسیار زیاد می‌باشد.

در سطح بین‌المللی، رادون داخلی به عنوان یک مسئله بهداشتی و عامل خطر قابل پیشگیری شناخته شده است که می‌تواند از طریق سیاست‌ها و مقررات ملی مؤثر مدیریت شود. در نتیجه، به دلیل تأثیر بالقوه رادون بر سلامت انسان، این موضوع در بسیاری از مطالعات جهانی مورد بررسی قرار گرفته است. در حال حاضر، فعالیتهایی در زمینه نظارت بر رادون در حال انجام است. استراتژی‌های نظارت و کنترل رادون بر روی فضاهای داخلی و زیرزمینی که رادون به دلیل تهویه محدود می‌تواند در آنجا تجمع یابد، تمرکز دارند.



۲- قوانین و مقررات مربوط به رادون:

در اروپا، استانداردهای ایمنی پایه یواراتوم که در سال ۲۰۱۳ منتشر شد، شامل الزامات لازم (برای اجرا در قوانین ملی) برای محافظت در برابر قرار گرفتن در معرض رادون در محل کار، خانه و در ساخت و استفاده از مصالح ساختمانی است [۱۴]. بنابراین، بسیاری از پروژه‌های رادون در اروپا در حال اجرا هستند.

مطابق با توصیه‌های سازمان بهداشت جهانی [۱۵] و کمیسیون اروپا، سطح مرجع اقدام ضروری (RL) معادل 300 Bqm^{-3} تعیین شده است و میانگین سالانه غلظت رادون داخلی نباید از این مقدار تجاوز کند. سطوح مرجع ملی در کشورهای مختلف به دلیل تغییرات در سطوح منطقه‌ای رادون داخلی که معمولاً بین 100 Bqm^{-3} تا 300 Bqm^{-3} است، متفاوت است.

در ایالات متحده و کانادا، سطح اقدام، یعنی آستانه توصیه یا الزام به کاهش قرار گرفتن در معرض عناصر مضر پرتوزا، به ترتیب 148 Bqm^{-3} و 200 Bqm^{-3} ، بدون تمایزی بین واحدهای مسکونی موجود و جدید تنظیم شده است و سازمان بهداشت جهانی حداکثر غلظت مجاز رادون در محیط‌های بسته را 100 Bqm^{-3} اعلام کرده که در این پژوهش از این استاندارد استفاده شده است [۱۶، ۱۷].

اگر چه با تدوین مقررات مربوط به رادون در ساخت و ساز توسط سازمان مسکن و سازمان ملی استاندارد، ایران نیز جزو کشورهایی در منطقه آسیا است که مقررات و استانداردهای ملی برای رادون تدوین کرده اند، اما با توجه به عدم الزام این قوانین، پیشرفت زیادی در جمع آوری اطلاعات لازم و ایجاد ساختمانهای مقاوم در برابر خطر رادون دیده نمیشود. در این پژوهش با جمع‌آوری داده‌های رادونسنجی مختلف در سطح کشور، سعی شده است همبستگی میان این داده ها و وضعیت غلظت رادون در مناطق و استانهای مختلف به عنوان اولین قدم در تهیه نقشه رادون ایران مشخص گردد.

۳- داده ها:

بررسی‌ها را می‌توان بر اساس ویژگی طراحی و منطقه و هدف مورد بررسی طبقه‌بندی کرد. در این مقاله، تمایزی بین بررسی‌های رادون بر اساس ویژگی‌های طراحی آن‌ها، به ویژه اینکه بررسی‌های منطقه‌ای یا ملی باشند، قائل نمی‌شویم. باید توجه داشت که میانگین‌های بررسی منطقه‌ای نماینده میانگین ملی نیستند.

جدول ۱: میانگین، حداقل و حداکثر غلظت رادون در هوای داخلی، در آب و در هوای خارجی.

شماره ارجاع	غلظت رادون در هوای خارجی Bq/lit	غلظت رادون در آب Bq/lit	غلظت رادون در هوای داخلی Bq/m^3	شهر	استان
	Max Min Mean	Max Min Mean	Max Min Mean		
۱۸			۰.۰۳۹۸	اصفهان	
۱۹			۰.۳۲۲		اصفهان
۲۰			۰.۱۴۵		
۲۱			۰.۱۲۷	کاشان	
			۰.۰۸۵		
			۰.۰۰۳		
			۰.۲۵۱		



اردبیل	سرعین				۴.۲۵ ۱.۱۴	۹.۷۲ ۶.۷۱					۲۲
ایلام	دهلران						۰.۰۴۳ ۲	۱۹۳.۸ ۱	۸۱.۴۴		۲۳
تهران	تهران				۰.۰۲۱ ۹	۰.۹۵۶	۰.۰۵۸				۲۴
خراسان رضوی	قوچان قوچان مشهد		۰.۰۶۷ ۰.۰۷۵ ۰.۳۷۶	۱۱.۲۶۰ ۰.۱۵۰			۰.۳۸۰ ۳	۰.۳۴۴ ۳			۲۵ ۲۶ ۲۷
فارس	شیراز نیریز	۰.۰۱۰۳ ۳	۰.۰۶۶۷ ۶	۰.۰۰۵۷ ۰.۰۲۹۹ ۳							۲۸ ۲۹
کرمان	بم رفسنجا ن کرمان	۰.۱۶۹	۵۶.۲۳۳		۱.۲ ۰.۳۲۲	۹.۸۸ ۱۳.۹					۳۰ ۳۱ ۳۲
قم	قم	۰.۰۱۵	۰.۲۵۹	۰.۰۸۷۹ ۰.۱۲۳۴ ۰.۰۶۳۷ ۰.۰۴۰۶							۳۳
لرستان	خرم آباد	۰.۰۰۱۰ ۸	۰.۱۹۶۲	۰.۰۴۳۴ ۳ ۲.۹۶							۳۴ ۳۵



۳۶										۸.۹۰۷	رامسر	مازندران
۳۷					۰.۱۸۵	۱۱						
۳۸					۰.۶۴۱	۰.۹۰۱					بندرعباس	هرمزگان
۳۹					۰.۱۰۵	۰.۳۰۴	۰.۱۹۸				جاسک	
۴۰										۰.۰۴۲	میناب	
۴۱										۳۶.۶۰۰	همدان	همدان
۴۲										۰.۷۴۷	یزد	یزد



شکل (۱) نمایش ابتدایی میزان غلظت رادون بر روی نقشه ایران، شدت رنگ قرمز نشان دهنده میزان بیشتر غلظت گاز رادون در منطقه می‌باشد. در این شکل مقدار متوسط رادون در محدوده تا 60 Bq/m^3 با رنگ قهوه‌ای، در محدوده تا 31 Bq/m^3 با رنگ قرمز، در محدوده تا 31 Bq/m^3 با رنگ صورتی پررنگ، در محدوده تا 31 Bq/m^3 با رنگ صورتی کم‌رنگ و در مناطقی که اطلاعات رادون آن منطقه ثبت نشده است با رنگ سبز نشان داده شده است.

۴. بحث و گفتگو:



همانطور که در جدول ۱ نشان داده شد، نتایج اندازه‌گیری‌های رادون داخلی در برخی از مناطق، نسبتاً قدیمی است. در این مورد، می‌توان به سه مشکل اشاره نمود. مشکل اول شامل تضمین کیفیت نتایج به دلیل انواع قدیمی آشکارسازها، یعنی آشکارسازها با تأثیر توروون است. لازم به ذکر است که تأثیر توروون ممکن است در صورت قرارگیری آشکارساز نزدیک به دیوار، حتی در صورت استفاده از آشکارسازهای کم حساسیت، زیاد باشد. در نتیجه، دوز سالانه محاسبه شده ممکن است بیش از حد تخمین زده شود.

مشکل دوم به چگونگی ساخت خانه‌ها ارتباط دارد. فناوری مدرن و روند اجرای خانه مبتنی بر روشهای ایزوله و بیشترین میزان عایق‌بندی می‌تواند منجر به مسکن‌های محکم‌تر و کاهش تهویه طبیعی شود. مشکل سوم اینکه در بسیاری از مقالات گزارش شده در مورد میانگین‌های بررسی‌های هر منطقه، موضوع "نماینده‌گی نمونه" به خوبی (یا اصلاً) مورد بحث قرار نگرفته است. انحراف از نمونه‌برداری نماینده‌گی می‌تواند باعث ایجاد سوگیری در آمار، مانند میانگین، شود که نتایج را زیر سوال می‌برد. علاوه بر این، گزارش‌دهی نتایجی که با استانداردهای آماری مطابقت دارند، گاهی اوقات زیر حد مطلوب است. برای ارائه نتایج معقولی که بتوان به صورت بین‌المللی شناخت، استفاده از روش‌های گواهی شده و تضمین کیفیت، از جمله کالیبراسیون، طراحی نمونه‌برداری، اندازه‌گیری‌های فردی و ارزیابی آماری مهم است.

۵- مراجع:

- [۱] Pirchan, A.; Sikl, H. Cancer of the Lung in the Miners of Jachymov (Joachimstal): Report of Cases Observed in ۱۹۲۹-۱۹۳۰. Am. J. Cancer ۱۹۳۲, XVI, ۶۸۱-۷۲۲.
- [۲] Lundin, F.E.J.; Wagoner, J.K.; Archer, V.E. Radon Daughter Exposure and Respiratory Cancer Quantitative and Temporal Aspects; Department of Health, Education, and Welfare: Washington, DC, USA, ۱۹۷۱.
- [۳] Sevc, J.; Kunz, E.; Placek, V. Lung cancer in uranium miners and long-term exposure to radon daughter products. Health Phys. ۱۹۷۶, ۳۰, ۴۳۳-۴۳۷.
- [۴] Holaday, D.A.; Gafafer, W.M. Control of Radon and Daughters in Uranium Mines and Calculations on Biologic Effects; US Department of Health, Education, and Welfare, Public Health Service: Washington, DC, USA, ۱۹۵۷.
- [۵] Akerblom, G.; Andersson, P.; Clevenso, B. Soil Gas Radon—A Source for Indoor Radon Daughters. Radiat. Prot. Dosim. ۱۹۸۴, ۷, ۴۹-۵۴.
- [۶] Darby, S.; Hill, D.; Auvinen, A.; Barros-Dios, J.M.; Baysson, H.; Bochicchio, F.; Deo, H.; Falk, R.; Forastiere, F.; Hakama, M.; et al. Radon in homes and risk of lung cancer: Collaborative analysis of individual data from ۱۳ European case-control studies. BMJ Clin. Res. Ed. ۲۰۰۵, ۳۳۰, ۲۲۳.
- [۷] Field R. William. A Review of Residential Radon Case-Control Epidemiologic Studies Performed in the United States. Rev. Environ. Health ۲۰۰۱, ۱۶, ۱۵۱-۱۶۸. :۱۰, ۱۵۱۵/REVEH. ۲۰۰۱, ۱۶, ۳, ۱۵۱.
- [۸] Krewski, D.; Lubin, J.H.; Zielinski, J.M.; Alavanja, M.; Catalan, V.S.; Field, R.W.; Klotz, J.B.; Letourneau, E.G.; Lynch, C.F.; Lyon, J.I.; et al. Residential Radon and Risk of Lung Cancer. Epidemiology ۲۰۰۵, ۱۶, ۱۳۷-۱۴۵.
- [۹] Tomasek, L.; Darby, S.C. Recent results from the study of West Bohemian uranium miners exposed to radon and its progeny. Environ. Health Perspect. ۱۹۹۵, ۱۰۳, ۵۵-۵۷.



- [۱۰] William Field, R.; Krewski, D.; Lubin, J.H.; Zielinski, J.M.; Alavanja, M.; Catalan, V.S.; Klotz, J.B.; Létourneau, E.G.; Lynch, C.F.; Lyon, J.L.; et al. An Overview of the North American Residential Radon and Lung Cancer Case-Control Studies. *J. Toxicol. Environ. Health Part A* ۲۰۰۶, ۶۹, ۵۹۹-۶۳۱.
- Organization, ۲۰۰۹.
- [۱۱] WHO, Handbook on indoor radon: a public health perspective, World Health.
- [۱۲] K. Hadad, R. Doulatdar, S. Mehdizadeh, Indoor radon monitoring in Northern Iran using passive and active measurements. *J Environ Radioactiv.* ۹۵(۱)(۲۰۰۷)۳۹-۵۲.
- [۱۳] F. Yousefian, Z. Nasiri, M. Kordi, Y. Gholami Marzi, R. Dehghani, N. Mirzaei, H. Janjani, M. Aghaei, Z. Aboosaedi, Indoor Radon and Its Health Risk Assessment in Iran: A Comprehensive Review Study. *J Environ Radioactiv.* <https://doi.org/10.1155/2024/2300116>.
- [۱۴] EU. European Commission (EC). Council Directive ۲۰۱۳/۵۹/Euratom of ۵ December ۲۰۱۳ laying down basic safety standards for protection against the dangers arising from exposure to ionising radiation, etc. *Off. J. Eur. Union* ۲۰۱۳, ۵۷, ۱-۷۳.
- [۱۵] World Health Organization (WHO). WHO Handbook on Indoor Radon: A Public Health Perspective; Technical Report ۱; WHO: Paris, France, ۲۰۰۹.
- [۱۶] U.S. Environmental Protection Agency. Available online: <https://www.epa.gov/radon> (February ۲۰۲۳).
- [۱۷] Health Canada. Guide for Radon Measurements in Residential Dwellings; Health Canada: Ottawa, ON, Canada, ۲۰۱۷; pp. ۱-۲۲.
- [۱۸] Student thesis of Isfahan University of Technology. Measuring the amount of radon gas in closed environments of Isfahan city using RTM-۱۶۸۸-۲ device and determining the radiation of a used building structure using the detector. Karami Malihe.
- [۱۹] Indoor radon measurement in residential/commercial buildings in Isfahan city; *Journal of Air Pollution and Health* (Autum ۲۰۱۸); ۳(۴): ۲۰۹-۲۱۸.
- [۲۰] Indoor radon measurement in buildings of a university campus in central Iran and estimation of its effective dose and health risk assessment; *J Environ Health Sci Eng.* ۲۰۲۱ Aug ۲۸; ۱۹(۲): ۱۶۴۳-۱۶۵۲.
- [۲۱] Measurement of radon concentration in some dwellings of Kashan city in Iran; *Iranian Journal of radiation measurement and safety.* Mansoor Jafari zadeh, Mostafa Zahedifar, Samaneh Baradaran (۲۰۱۴); ۲(۶).
- [۲۲] Assessment of radon-۲۲۲ and radium-۲۲۶ radioactivity concentration in the mineral and drinking water of Sareyn city; *Iranian Journal of radiation measurement and safety.* Shiva Jabbari, Bahram Salimi, Ali Bahrami Samani, Simindokht Shirvani Arani (۲۰۲۲); ۷(۱).
- [۲۳] High level of natural ionizing radiation at a thermal bath in Dehloran, Iran. *Heliyon journal homepage* www.cell.com/heliyon. Mohammadamad Adelikhah, Amin Shahrokhi, Stanislaw Chalupnik; (۲۰۲۰).
- [۲۴] Determining the effective dose of radon ۲۲۲ in packaged drinking water in different age groups; Tehran city, <https://www.magiran.com/p1449904>.
- [۲۵] Indoor radon monitoring in Northern Iran using passive and active measurements Kamal Hadad et al. *J Environ Radioact.* ۲۰۰۷.
- [۲۶] Investigation and measurement of radioactive radon gas in the soils covering the surface of the Ghochan fault *Environmental Geology Quarterly Article.* Volume ۱۰ (۳۵) (September ۲۰۱۵), ۳۰-۳۸.



- [۲۷] Radiological Assessment of Indoor Radon and Thoron Concentrations and Indoor Radon Map of Dwellings in Mashhad, Iran. J. Environ. Res. Public Health ۲۰۲۱, ۱۸(۱), ۱۴۱.
- [۲۸] Estimation of the residential radon levels and the annual effective dose in dwellings of Shiraz, Iran, in ۲۰۱۵
Maryam Yarahmadi, Abbas Shahsavani, Mohammad Hassan Mahmoudian, Narges Shamsedini, Electronic Physician, (June ۲۰۱۶) ۸(۶), ۲۴۹۷-۲۵۰۵.
- [۲۹] Indoor radon concentrations in residential houses, processing factories, and mines in Neyriz, Iran; Journal of Environmental Health Science and Engineering, (January ۲۰۲۰) ۱۷(۲): ۱-۹.
- [۳۰] Determination of radon concentration in drinking water of Bam villages and evaluation of the annual effective dose; International Journal of Radiation Research, Volume ۱۵, No ۱ January ۲۰۱۷.
- [۳۱] Estimation of the annual dose of radon gas absorbed by the residents of Anar and Rafsanjan based on measuring the concentration of radon dissolved in water; Bimonthly Journal of Southern Medicine, ۲۰۱۵; ۱۸(۵), ۹۶۰-۹۶۹.
- [۳۲] The relationship between radon gas concentration and non-structural ground motions and earthquakes;
Case example: Jarjafak fault, Central Iran; Iranian Journal of Earth Sciences, ۱۱۷, ۱۸۹-۲۰۴.
- [۳۳] Indoor radon measurements in residential dwellings in Qom, Iran; International Journal of Radiation Research, Volume October ۲۰۱۶, ۱۴(۴).
- [۳۴] Indoor Radon Measurement in Dwellings of Khorramabad City, Iran; Iranian Journal of Medical Physics.
- [۳۵] Radon measurment in drinking water and assessment of average annual effective dose in the west region of Iran; PSP(۲۰۱۵), ۲۴ (۱۰). ۲۰۱۵PSP
- [۳۶] Estimation of the annual dose of radon gas absorbed by the residents of Anar and Rafsanjan based on measuring the concentration of radon dissolved in water; Bimonthly Journal of Southern Medicine, ۲۰۱۵; ۱۸(۵), ۹۶۰-۹۶۹
- [۳۷] Measurement of radon and thuron gas in the vicinity of active faults in northeastern Iran ; Iranian Journal of radiation measurement and safety; (۲۰۱۴).
- [۳۸] Effective Dose of Radon ۲۲۲ Bottled Water in Different Age Groups Humans: Bandar Abbas City, Iran; Global Journal of Health Science; ۲۰۱۶; ۸(۲).
- [۳۹] Determination concentration of Radon ۲۲۲ in tap drinking water, Jask City, Iran; <https://www.researchgate.net/publication/۲۸۱۷۶۹۴۸۹>, ۲۰۱۵.
- [۴۰] Investigating the difference in the effective dose received due to radon-۲۲۲ in the indoor air of old and new residential houses in Minab city; <https://civilica.com/doc/۱۴۰۲۰۸۶>, ۲۰۲۱.
- [۴۱] Indoor atmospheric radon in Hamadan, Iran. Atmospheric radon indoors and around Hamadan city in Iran.; <http://hdl.handle.net/۱۰۴۵۴/۵۴۵۲>.
- [۴۲] Radon level in dwellings basement of Yazd-Iran; Iran. J. Radiat. Res., ۲۰۰۸; ۶ (۳): ۱۴



بررسی رفتار گذاری هسته های سبک (کد مقاله : ۱۳۶۹)

ملایی نوشهر، زهرا^۱ - امیری، نرجس^۱ - جعفریزاده، محمدعلی^۱ - قپانوری، مریم^{۲*}

^۱. دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک، تبریز، ایران

^۲. سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، تهران، ایران

چکیده:

هدف ما در این مقاله مطالعه ی گذار فاز کوانتومی در ناحیه ی بین هسته های کروی $O(5)$ و تغییر شکل یافته ی ناپایدار $O(6)$ در هسته های زوج - زوج سبک با استفاده از مدل اندرکنش بوزونی $IBM(3)$ می باشد. برای این منظور از شیوه ی پیشنهادی توسط فنگ - درایر استفاده کرده ایم یعنی ابتدا هامیلتونین مربوط به گذار را بر اساس مولد های جبر آفین بازنویسی کرده و آن را حل نموده ایم. در این راستا هسته های Zn و Kr را مورد مطالعه قرار داده و طیف انرژی آن ها را به دست آورده و مشاهده کرده ایم که داده های به دست آمده از این روش در توافق با داده های تجربی موجود می باشند.

کلمات کلیدی: هسته های سبک، ایزواسپین، گذار فاز کوانتومی، مدل اندرکنش بوزونی $IBM(3)$

Study of transitional behavior of light nuclei

mollaie Noshahr, Zahra¹, Amiri, Narjes¹, Jafarizadeh, Mohammadali¹, Ghapanvari, Maryam^{1*}

^۱. Faculty of physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

^۲. Atomic Energy Organization, Research Institute for Nuclear Science and Technology, Institute of Plasma Physics and Nuclear Fusion

Abstract:

Our aim in this paper is to study the Quantum Phase Transition(QPT) in the region between spherical nuclei $O(5)$ and γ -unstable deformed, $O(6)$ in light even-even nuclei using the



Interacting Boson Interaction Model 3 (IBM-3). For this purpose, we have used the method proposed by Feng-Drayer, that is, first we rewrite the Hamiltonian related to the transition based on affine algebra generators and solve it. In this regard, we have studied the Kr and Zn nuclei and obtained their energy spectra and observed that the data obtained from this method are in agreement with the available experimental data.

Key words: light nuclei, isospin, Quantum phase transition, Interacting boson model, IBM-3

۱- مقدمه

در سال‌های اخیر گذار فاز کوانتومی (QPT) در بسیاری از رشته‌ها به یک موضوع مهم و جالب برای تحقیق و بررسی تبدیل شده است. گذارهای فاز کوانتومی تغییرات موجود در ویژگی‌های حالت پایه‌ی سیستم‌ها در دمای صفر را توصیف می‌کنند و از این رو نام گذار فاز کوانتومی حالت پایه (GSQPT) به آن‌ها اطلاق شده است. اگرچه موضوع گذار فاز کوانتومی حالت پایه اصولاً در سیستم‌های نامحدود تعریف می‌شود، اما مشخص شده است که ویژگی اصلی آن‌ها حتی در سیستم‌های مزوسکوپی نظیر هسته‌ها و مولکول‌ها هم پایدار است. باید توجه داشت که در مورد هسته‌ها با نظر به این که پارامتر کنترلی یک پارامتر گسسته است، اندکی متفاوت می‌باشد. گذار فاز کوانتومی در هسته‌ها به عنوان تابعی از تعداد پروتون‌ها و نوترون‌های تشکیل دهنده‌شان هستند و از نوع گذارهای ترمودینامیکی معمولی که تابعی از دما و فشار بودند، نیستند. در واقع گذار فاز کوانتومی، تغییر شکل در حالت پایه سیستم است. تفاوت مهم بین گذار فاز در هسته‌ها در مقایسه با سیستم‌های ماکروسکوپی وجود یک پارامتر کنترلی مثل دما و فشار در سیستم‌های ماکروسکوپی است که می‌توان آن‌ها را از خارج کنترل کرد در حالی که در حالت‌های نوکلئونی تنها راه برای تغییر مقدار پارامتر کنترلی حرکت در امتداد زنجیره نوکلئونی است و این واضح است که پارامتر کنترلی ثابت است و نمی‌توان آن‌ها را از بیرون تغییر داد [۱،۵]. همانطور که گفته شد گذار فاز کوانتومی، تغییر شکل در حالت پایه‌ی سیستم است در مورد هسته‌ها با توجه به شکل هسته، می‌توان سه حد $SO(6)$ ، $U(5)$ و $SU(3)$ را در نظر گرفت که به ترتیب مربوط به شکل‌های کروی، تغییر شکل یافته‌ی ناپایدار محوری و تغییر شکل یافته‌ی متقارن محوری هستند و گذار فاز کوانتومی بین این سه حد اتفاق می‌افتد. گذار فازی که ما در این جا بررسی می‌کنیم گذار فاز $U(5)$ - $SO(6)$ است و برای این منظور ما از شیوه‌ی پیشنهادی توسط فنگ-درایر^۴ [۶] استفاده کرده‌ایم. در این روش برای بررسی گذار فاز، هامیلتونی مربوط به گذار را براساس مولدهای جبر آفین بازنویسی کرده و آن را حل می‌کنیم. این روش در مورد گذار $SO(6)$ - $U(5)$ و در قالب مدل‌های $IBM-1$ و $IBM-2$ توسط فنگ-درایر بررسی شده بود. اما از آنجایی که مدل‌های $IBM-1$ و $IBM-2$ مربوط به هسته‌های سنگین و نیمه سنگین هستند و برای هسته‌های سبک کارایی ندارند و از طرفی مدل $IBM-3$ مختص هسته‌های سبک است، لذا ما روش فنگ-درایر را در ناحیه‌ی هسته‌های سبک با استفاده از مدل $IBM-3$ به کار گرفته و توانستیم با استفاده از آن طیف انرژی هسته‌ها را به دست آوریم و مشاهده کردیم که داده‌های به دست آمده از این روش در توافق با داده‌های تجربی موجود می‌باشند.

۲- روش کار:

^۴ Feng - Drayer



مدل اندر کنش بوزونی یک مدل پدیده شناختی بسیار موثر برای توصیف مشخصات جمعی لایه‌ی پایین هسته‌هایی است که در میان یک لایه‌ی بزرگ کامل قرار دارند. هامیلتونین مدل IBM از عملگرهای s بوزون و d بوزون تشکیل یافته است به طوریکه این عملگرها کلا یک تقارن $U(6)$ را توصیف می‌کنند هامیلتونین مدل IBM در سه مورد خاص دارای راه حل‌های دقیق می‌باشد و این سه مورد خاص به حدهای تئوری $U(5)$ و $Su(3)$ و $So(6)$ اشاره دارند. این سه مورد حدی از نظر هندسی با یک نوسانگر هارمونیک، چرخنده‌ی محوری و چرخنده‌ی گامای ناپایدار قیاس می‌شوند.

در این موارد می‌توان با کمک نظریه‌ی نمایش گروهی نتایج تحلیلی مربوط به طیف انرژی و توابع موج را به دست آورد [۷]. مدل IBM اولین بار توسط یاکلو و آریما پیشنهاد شده است و یک مدل جبری است و با کمک آن می‌توان هسته‌های سنگین و نیمه سنگین زوج - زوج را به خوبی توصیف کرد. مدل اندرکنش بوزونی دارای انواع مختلفی است که عبارتند از IBM-۱ و IBM-۲... که چون ما از مدل IBM-۳ استفاده کرده ایم در ادامه آن را به اختصار توضیح می‌دهیم.

۱-۲- مدل اندرکنش بوزونی ۳ - (IBM-۳)

روابط و تکنیک‌های موجود در مورد مدل‌های IBM-۱ و IBM-۲ را در صورت لزوم می‌توان به دیگر درجات آزادی تعمیم داد. این تعمیم‌ها بطور کلی مدل‌های اندرکنش بوزونی نوع k نامیده می‌شوند. مخصوصاً از بین این مدل‌ها، تعمیم‌هایی که شامل درجه‌ی آزادی ایزواسپین می‌باشند؛ از اهمیت بسیاری برخوردارند، زیرا به کمک آن‌ها می‌توان هسته‌های سبک را مورد بررسی قرار داد. در این هسته‌ها نوکلئون‌ها اعم از پروتون و نوترون می‌توانند مدارهای تک ذره‌ای مشابهی را اشغال کنند و از این رو ایزواسپین نقش عمده‌ای ایفا می‌کند. دو نسخه از این مدل وجود دارد که توسط الیوت^{۷۵} و وایت^{۷۶} (۱۹۸۰) و الیوت و ایونس^{۷۷} (۱۹۸۱) معرفی شدند و به ترتیب مدل IBM-۳ و IBM-۴ نامیده می‌شوند.

مدل IBM-۳ وسیله‌ای است برای تعیین موقعیت در هسته‌های سبک که در آن‌ها پروتون‌ها و نوترون‌ها مدارهای مشابه را اشغال می‌کنند. الیوت و وایت در سال ۱۹۸۰ نشان داده‌اند که برای بررسی مناسب رفتار درجه‌ی آزادی ایزواسپین، لازم است که یک بوزون نوع سوم هم در نظر بگیریم. قبلاً در مدل IBM-۲ با دو نوع بوزون سرو کار داشتیم که از آنها با عنوان بوزون π و بوزون ν یاد می‌شود و به ترتیب از جفت‌های پروتون-پروتون (pp) و نوترون-نوترون (nn) تشکیل می‌شوند؛ حال باید یک بوزون نوع سوم هم به جمع آنها اضافه کنیم که بوزون δ نامیده می‌شود و شامل یک جفت نوترون-پروتون (pn) است. تکانه‌های زاویه‌ای و پاریته‌ی مربوط به این بوزونها عبارت است از $J^p = 0^+$ و $J^p = 2^+$ به ترتیب بانمادهای $d\delta$ و $s\delta$ مشخص خواهند شد. بنابراین فضایی که در مدل IBM-۳ با آن سرو کار خواهیم داشت در مجموع یک فضای ۱۸ بعدی خواهد بود [۶]. به جای بیان صریح اندیس‌های π, ν, δ ، می‌توانیم از مفهوم اسپین ایزوتوپی (ایزواسپین) T استفاده کنیم؛ از این رو برای تعیین مشخصات ایزواسپین هسته‌ها، جفت پروتون-نوترون (δ) باید در یک حالت ایزواسپین $T=1$ قرار گیرد. بنابراین سه بوزون π, ν, δ یک ایزواسپین سه‌گانه تشکیل می‌دهند:

$$|\pi\rangle = |1, +1\rangle, \quad |\delta\rangle = |1, 0\rangle, \quad |\nu\rangle = |1, -1\rangle \quad (1)$$

۲-۲- هامیلتونین مدل و حل آن



همیلتونین مربوط به کار ما در این تحقیق بصورت زیر می باشد:

$$\hat{H} = gS_+^+ S_-^- + \alpha S_z + \beta \hat{C}_r(SO(r)) + \gamma \hat{C}_r(SO(s)) + \delta T(T+1) \quad (2)$$

در رابطه ی فوق S_+^+, S_-^-, S_z مولدهای جبر بی نهایت بعدی $SU(1,1)$ هستند و عبارتند از :

$$S_n^\pm = C_s^{n+1} S^\pm(s) + C_d^{n+1} S^\pm(d) \quad (3)$$

$$S_n = C_s^n S^+(s) + C_d^n S^+(d)$$

T بیانگر ایزواسپین است و عبارتی جمله ی $T(T+1)$ کازیمیر مرتبه دو جبر $O(3)$ می باشد. ضرایب $g, \alpha, \beta, \gamma, \delta$ ضرایبی هستند که از طریق کد نویسی و در طی مراحل برازش طیف انرژی به دست می آید. در ادامه کاری که ما می خواهیم انجام دهیم به دست آوردن ویژه مقادیر همیلتونین فوق یعنی انرژی می باشد رابطه ای که برای انرژی داریم عبارتست از :

$$h^{(k)} = E^{(k)} - \alpha \Lambda_z - \beta L(L+1) - \gamma \nu(\nu+3) - \delta T(T+1) \quad (4)$$

$$E^{(k)} = h^{(k)} + \alpha \Lambda_z + \beta L(L+1) + \gamma \nu(\nu+3) + \delta T(T+1) \quad (5)$$

در رابطه‌ی فوق باید جمله‌ی $h^{(k)}$ و پارامترهای $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ را تعیین کنیم. برای این منظور از روابط زیر پیروی می کنیم :

$$h^{(k)} = \sum_{i=1}^k \frac{\alpha}{x_i} \cdot \frac{\alpha}{x_i} = \frac{g c_s^r \left(\nu_s + \frac{1}{r} \right)}{1 - c_s^r x_i} + \frac{g c_d^r \left(\nu + \frac{5}{r} \right)}{1 - c_d^r x_i} - \sum_{j \neq i}^k \frac{2}{x_i - x_j} \quad (6)$$

$$\Lambda_z = \frac{1}{r} \left[c_s^r \left(\nu_s + \frac{1}{r} \right) + c_d^r \left(\nu + \frac{5}{r} \right) \right] \quad (7)$$

اگر تغییر متغیر زیر را اعمال کنیم :

$$C = \frac{c_s}{c_d} \quad (8)$$

رابطه ی (7) به صورت زیر در می آید :

$$\Lambda_z^{(9)} = \frac{1}{r} \left[C^r \left(\nu_s + \frac{1}{r} \right) + \left(\nu + \frac{5}{r} \right) \right]$$

$$\frac{A}{x_i} = \frac{C^r \left(\nu_s + \frac{1}{r} \right)}{1 - C^r x_i} + \frac{\left(\nu + \frac{5}{r} \right)}{1 - x_i} - \frac{1}{g} \sum_{j \neq i}^k \frac{2}{x_i - x_j} \quad (10)$$

برای تعیین ریشه های بت - آنساتز^{۷۸} جهت تعیین تراز های انرژی هسته مورد مطالعه با مقادیر ν_s و ν خاص، ابتدا با استفاده از مقادیر حاصل از برازش طیف انرژی به مقادیر تجربی قابل دسترس، مقدار کمیت‌های A و C تعیین شده و سپس معادله (۱۰) به ازای حالت $i=I$ حل می شود. سپس با استفاده از برنامه‌های محاسباتی موجود، سایر ریشه‌های این سیستم به طور کامل



محاسبه می‌گردد. لازم به توضیح است که محاسبات مورد نظر به ازای مقادیر مختلف ثابت‌های حاصل از فرایند برازش اطلاعات تجربی تا جایی تکرار می‌شود تا مقدار خطای محاسباتی که به صورت

$$\sigma = \left(\frac{1}{N_{tot}} \sum_{i,tot} |E_{exp}(i) - E_{cal}(i)|^2 \right)^{1/2}$$

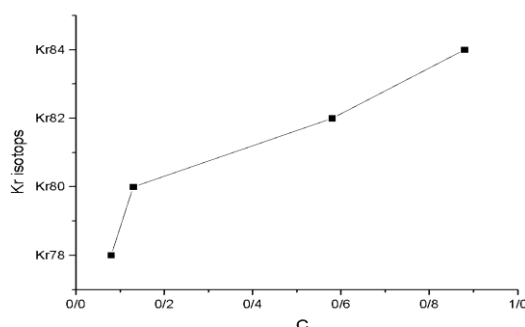
تعریف می‌شود به کمینه مقدار خود برسد.

۳- نتایج:

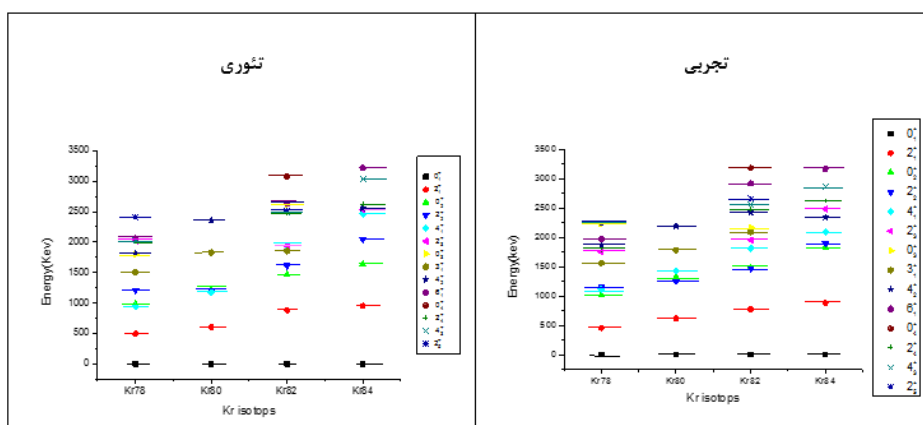
در این قسمت می‌خواهیم برای چندین هسته که در ناحیه‌ی گذاری $U(5) - O(6)$ قرار دارند طیف انرژی را با استفاده از روش پیشنهادی محاسبه کرده و نتایج به دست آمده را با داده‌های تجربی موجود [۹] مقایسه کنیم. هسته‌هایی که ما برای این کار انتخاب کرده ایم عبارتند از: ایزوتوپ‌های هسته Kr و ایزوتوپ‌های هسته Zn .

۳-۱- بررسی طیف انرژی ایزوتوپ‌های هسته Kr

از بین ایزوتوپ‌های هسته Kr چهار ایزوتوپ آن را با روش پیشنهادی خود مورد بررسی قرار داده و انرژی‌های به دست آمده را با داده‌های تجربی موجود مقایسه کرده و توافق بین آن‌ها را مشاهده نمودیم. در شکل ۱ می‌توان نحوه‌ی تغییرات پارامتر کنترلی C را مشاهده کرد که با حرکت از ایزوتوپ ^{3678}Kr به ایزوتوپ ^{84}Kr از صفر به یک تغییر می‌کند. نتایج به دست آمده برای طیف‌های تئوری و تجربی هم در شکل ۲ نشان داده شده‌اند.



شکل ۱. نحوه‌ی تغییرات ضریب $C = \frac{c_s}{c_d}$ برای هسته‌های $^{84}Kr - ^{3678}Kr$

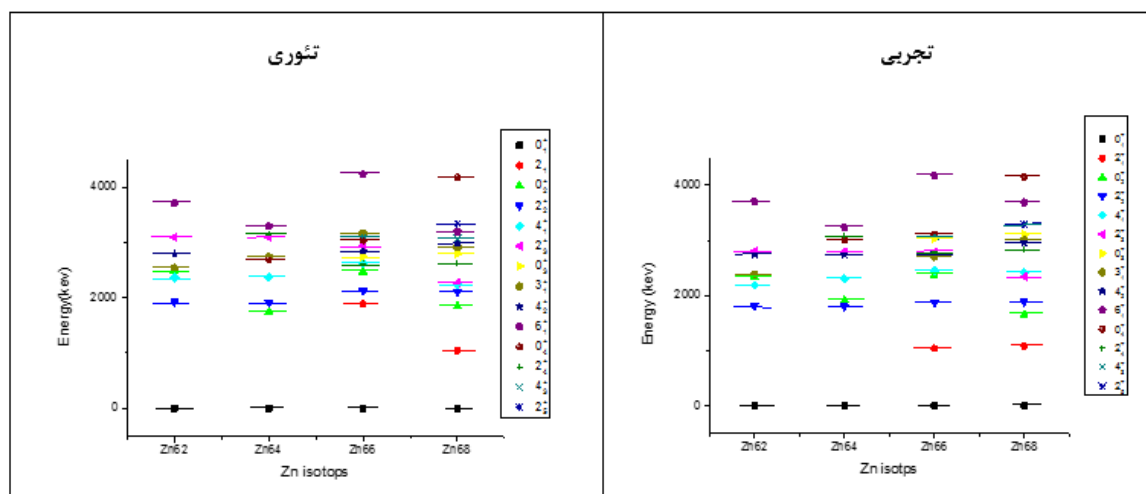




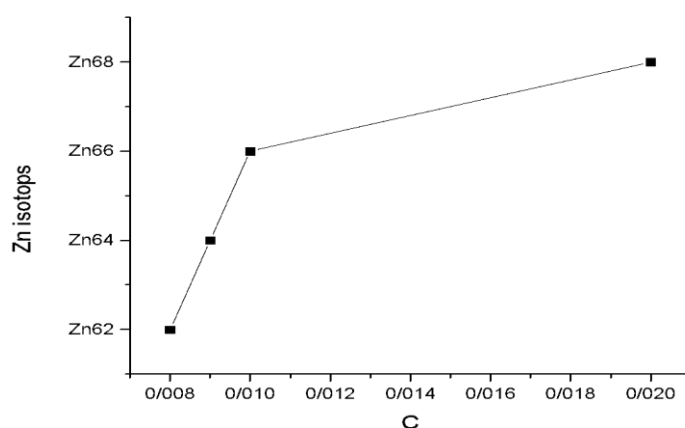
شکل ۲. مقایسه طیف انرژی مربوط به ایزوتوپ‌های هسته ی Kr با در نظر گرفتن مدل IBM-۳

۳-۲. بررسی طیف انرژی ایزوتوپ‌های هسته ی Zn

هسته ی Zn با عدد اتمی $A=30$ در نزدیکی حد $U(5)$ قرار دارد و با افزایش ایزواسپین همه ی ایزوتوپ‌های آن از حد $U(5)$ به حد $O(6)$ گذار انجام می‌دهند و تنها ایزوتوپ Zn^{60} به حد $SU(3)$ گذار می‌کند [۱۰]. در شکل ۳ طیف انرژی تئوری و تجربی مربوط به این ایزوتوپ‌ها نشان داده شده و شکل ۴ نحوه ی تغییرات پارامتر کنترلی C را نشان می‌دهد.



شکل ۳. مقایسه طیف انرژی ایزوتوپ‌های هسته ی Zn که با استفاده از مدل IBM-۳



شکل ۴. نحوه ی تغییرات ضریب $C = \frac{c_s}{c_d}$ برای هسته های $Zn^{68} - 30.62$

۴- بحث و نتیجه گیری :

بحث ما در طی مطالعات خود هسته های سبک زوج-زوج را بررسی کرده و مدلی که برای این منظور از آن استفاده نمودیم مدل IBM-۳ بود. ناحیه مورد مطالعه، ناحیه گذاری $U(5) - O(6)$ می باشد. برای به منظور بررسی گذار در این ناحیه، هامیلتونین مربوطه را برحسب مولد های جبر $SU(1,1)$ و بر اساس مدل IBM-۳ و آن را با استفاده از روش بت - آنساتز حل نموده و به این ترتیب طیف انرژی را به دست آوردیم. سپس از طریق برازش با داده های تجربی، توانستیم انرژی مربوط به تراز ها را بصورت تجربی به دست آوریم که داده های به دست آمده در توافق با داده های تجربی موجود بودند.



۵. مراجع:

- [۱]. Casten, R. F. (۲۰۰۶). Shape phase transitions and critical-point phenomena in atomic nuclei. *Nature Physics*, ۲(۱۲), ۸۱۱-۸۲۰.
- [۲]. Cejnar, P., Jolie, J., & Casten, R. F. (۲۰۱۰). Quantum phase transitions in the shapes of atomic nuclei. *Reviews of Modern Physics*, 82(۳), ۲۱۵۵-۲۲۱۲.
- [۳]. Iachello, F. (۲۰۱۰, June). Symmetry and phase transitions: Quantum phase transitions in algebraic models. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. ۲۳۷, No. ۱, p. ۰۱۲۰۱۴). IOP Publishing.
- [۴]. Cejnur, P., Jolie, J, Quantum phase transition in the interacting boson model, *Progress in Particle and Nuclear Physics* ۶۲ (۲۰۰۹) ۲۱۰-۲۵۶
- [۵]. Garcia-Ramos, J. E., De Coster, C., Fossion, R., & Heyde, K. (۲۰۰۱). Two-neutron separation energies, binding energies and phase transitions in the interacting boson model. *Nuclear Physics A*, 688(۳-۴), ۷۳۵-۷۵۴.
- [۶]. Feng Pan , J.P. Draayer(۱۹۹۸), [New algebraic solutions for \$SO\(6\) \leftrightarrow U\(5\)\$ transitional nuclei in the interacting boson model](#), *Nucl.Phys A*. ۶۳۶, ۱۵۶.
- [۷]. Iachello, F., & Arima, A. (۲۰۰۶). *The interacting boson model*. Cambridge university press.
- [۸]. Pfeifer, W. (۱۹۹۸). *An Introduction to the Interacting Boson Model of the Atomic Nucleus* (p. ۳۸). Vdf Hochschulverlag.
- [۹]. National nuclear data center ,<http://www.nndc.bnl.gov/chart/> reColor.jspnewColor=dm.
- [۱۰]. Elliott, J. P., Evans, J. A., Lac, V. S., & Long, G. L. (۱۹۹۶). An IBM-۲ analysis of the nuclei just beyond the magic numbers $N=Z=۲۸$. *Nuclear Physics A*



پایش محاسباتی چارچوب آلی-فلزی HKUST-1 در حوزه جداسازی ایزوتوپ‌های هیدروژن با استفاده از غربالگری کوانتومی (کد مقاله: ۱۳۷۱)

بابایی بیدمشکی، نادیا- نظری، صفیه^۱ - عربیه، مسعود^۲ - دستباز، ابوالفضل^۳

۱. سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فیزیک و شتابگرها
۲. سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده چرخه سوخت هسته‌ای
۳. سازمان انرژی اتمی ایران، شرکت تکفا

چکیده:

نقش آثار کوانتومی بر غربالگری ایزوتوپ‌های سبک هیدروژن به وسیله ساختارهای متخلخل مورد مطالعه قرار گرفت. ساختارهای مورد نظر از لحاظ کریستالوگرافی بررسی شده و مفاهیم جذب فیزیکی و شیمیایی به همراه انرژی نقطه صفر از چشم‌انداز بهینه‌سازی فرایند جداسازی ایزوتوپ‌ها مطالعه شد. محاسبات انجام شده بر روی ساختار آلی-فلزی HKUST-1 نشان می‌دهد که آرایش الکترونی اوربیتال‌های d نقش کلیدی در تشکیل کمپلکس‌های موسوم به دی-هیدروژن را دارد و با توجه به انحنا و عمق بالاتر نمودار پتانسیل برهم کنش $MOF(Cu)-H$ سطح انرژی نقطه صفر کمپلکس‌های تشکیل شده با فلز مس تفکیک بالاتری را نشان می‌دهد.

کلمات کلیدی: چارچوب‌های آلی-فلزی، غربالگری کوانتومی، جداسازی ایزوتوپی، دوتریم، HKUST

Computational screening of metal-organic framework HKUST-1 for hydrogen isotopes separation using quantum sieving

Babaei Bidmeshki, Nadia^۱, Nazari, Safieh^{۱*}, Arabie, Masoud^۲, Dastbaz, Abolfazl^۳

^۱. Atomic Energy Organization of Iran, Nuclear Science and Technology Research Institute, Physics and Accelerators Research School

^۲. Atomic Energy Organization of Iran, Nuclear Science and Technology Research Institute, Nuclear Fuel Cycle Research School

^۳. Atomic Energy Organization of Iran, TAKFA company

Abstract:

The role of quantum effects in the screening of light hydrogen isotopes by porous structures was investigated. The crystallographic properties of the studied structures were examined, and the concepts of physical and chemical adsorption were analyzed from the perspective of optimizing isotope separation processes. Calculations performed on the metal-organic frameworks HKUST-1 indicate that the electronic configuration of d -orbitals plays a key role in the formation of so-called di-hydrogen complexes. Moreover, due to the higher curvature and depth of the potential interaction diagram of $MOF(Cu)-H_2$, the zero-point energy level of the complexes formed with copper metal exhibits greater separation efficiency.



Key words: metal-organic frameworks, quantum sieving, isotope separation, deuterium, HKUST-1

۱ - مقدمه:

جداسازی ایزوتوپ‌های سبک از موضوعات مورد علاقه در محافل علمی امروز است. در اواخر قرن بیستم، یک روش جدید جداسازی ایزوتوپ گازها با جذب گاز کریوژنتیک در ساختارهای نانوحفردار، با نام غربال کوانتومی^{۷۹} پیشنهاد شد [۱]. گروه جدیدی از مواد متخلخل بلوری که به عنوان چارچوب‌های آلی-فلزی (MOF^{۸۰}) شناخته می‌شوند، گزینه‌ی بسیار مناسبی به منظور جداسازی ایزوتوپ‌ها با بهره‌گیری از آثار غربالگری کوانتومی و غربالگری جذب شیمیایی می‌باشند. به طور کلی ساختار چارچوب‌های آلی فلزی ازدو بخش اتصال دهنده‌ی آلی و خوشه‌های فلزی تشکیل شده است. هرچه طول زنجیر اتصال دهنده آلی بیشتر باشد اندازه حفره‌ی ایجاد شده نیز بیشتر و میزان جذب چارچوب آلی فلزی نیز بیشتر خواهد بود. از طرفی با افزایش بیش از اندازه‌ی طول زنجیر آلی ممکن است ساختار شکننده شده، روی جذب تأثیری منفی بگذارد. نتایج پژوهش‌های تجربی و نظری نشان داده‌اند که عملکرد جداسازی می‌تواند تا حد زیادی در MOF با حفره‌های کوچک و بزرگ متصل شده با روزنه کوچک افزایش یابد و البته اندازه حفره‌ها باید قابل مقایسه و نزدیک به قطر سینتیکی ایزوتوپ‌ها باشد. چنانچه ایزوتوپ‌ها در دمای کم در یک چارچوب جذب شوند، جایی که تفاوت بین اندازه مولکولی و اندازه منافذ قابل مقایسه با طول موج رایلی است، ایزوتوپ سنگین‌تر جذب می‌شود و البته می‌تواند سریع‌تر از ایزوتوپ سبک‌تر نفوذ کند. این پدیده به عنوان غربال کوانتومی نامیده می‌شود و ممکن است برای جداسازی مخلوط‌های ایزوتوپی گاز مانند $^2\text{H}_2/\text{D}$ مورد بهره‌برداری قرار گیرد [۲]. رابطه میان اندازه تخلخل و اندازه ایزوتوپ در فرمول (۱) ارائه شده است:

$$\lambda = d - \sigma \quad (1)$$

در این رابطه، d و σ به ترتیب بیانگر اندازه تخلخل و شعاع موثر ذره می‌باشند. به دلیل طول موج کوتاه‌تر دوتریوم، سایز موثر ذره نسبت به مولکول هیدروژن اختلاف اندکی دارد. با در نظر داشتن این اختلاف کوچک بین ^2H و ^2D ، تحرک پذیری دوتریم از محیطی با سایز تخلخل کوچک، بالاتر خواهد بود. این موضوع در شکل (۱) به خوبی مشاهده می‌شود.

بطور خلاصه مبنای جداسازی ایزوتوپی در ساختار مورد مطالعه را می‌توان به دو فاکتور مهم نسبت داد: اثرات کوانتومی و اثرات دمای. به عبارت دیگر آنتالپی جذب ^2H و ^2D به دو فاکتور اختلاف بین مقادیر ZPE در دو ایزوتوپ و تابع پارش هر ایزوتوپ وابسته است. تفاوت در ZPE یک اثر کوانتومی خالص بوده و اساساً مستقل از دما است. در دماهای پایین، سایت‌های با انرژی جذب پایین با مخلوط گازها اشغال می‌شوند. در دمای ۷۷ کلوین و بالاتر، گاز جذب شده به طور عمده در سایت‌های فلز آزاد جذب می‌شود که بیشترین مقدار آنتالپی جذب و در نتیجه انتخابگری را نشان می‌دهد. بر اساس آنچه که گفته شد، یک سیستم جداسازی و ذخیره ایده‌آل برای دوتریم از یک سو باید دارای چگالی بالای جایگاه‌های فلزات باز باشد که حتی در دماهای نسبتاً

^{۷۹} quantum sieving^۱

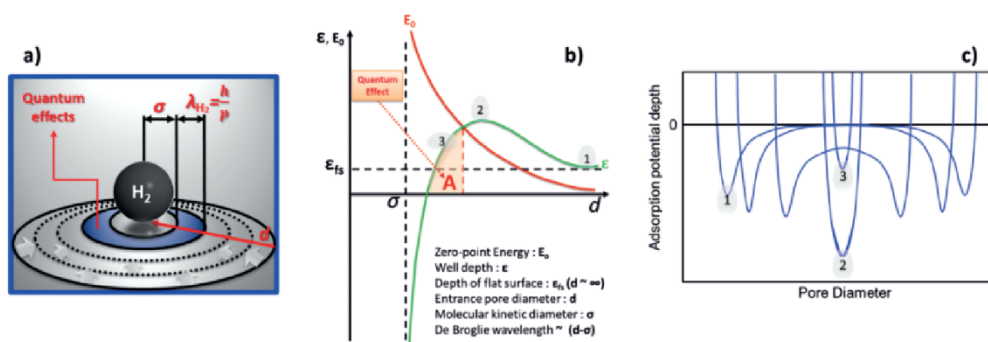
^{۸۰} Metal-Organic Frameworks^{۸۰}



بالا نیز می‌تواند به شکل انتخابی مولکول‌های دوتریم را جذب کند و از سوی دیگر باید تخلخل‌های بسیار باریکی داشته باشد که انتشار انتخابی ایزوتوپ‌های دوتریم را تضمین نماید.

شکل (۱) نمایش کلی آثار کوانتومی (a) مقایسه سایز ذره و طول موج دو بروی در عبور از منافذ، (b) رفتار عمق چاه (E) و انرژی نقطه صفر (E₀) به شکل تابعی از سایز کانال، (c) و تابعیت پتانسیل جذب از شعاع تخلخل

هرشل^{۸۱} و همکارش در سال ۲۰۱۶ به بررسی جداسازی ایزوتوپ‌های هیدروژن به روش غربالگری کوانتومی جنبشی و غربالگری کوانتومی شیمیایی پرداختند. در این پژوهش روشی برای اندازه‌گیری مستقیم انتخابگری پیشنهاد شده است. نتایج آزمایشگاهی، نشان‌دهنده ارتباط میان عوامل جداسازی با دهانه‌های متفاوت حفره‌ها و نقش مکان‌های فلزی باز به عنوان تابعی از دما و فشار گاز بوده است [۳].



در سال ۲۰۱۶، زایسر^{۸۲} ساختار MFU-۴۱ را مورد بررسی قرار داد. محاسبات با روش نظریه تابعی چگالی، محتمل‌ترین مکان‌های جذب ایزوتوپ‌های هیدروژن را در این ساختار نشان داد. سه مکان با نام‌گذاری ۱-cup site (۱۰.۵ kJ.mol)، مکان فلزی (۸.۷ kJ.mol) و مکان اتصال دهنده (۵.۵ kJ.mol) مشخص شدند. برای آماده سازی Cu(I)-MUF-۴۱ کوئوردیناسیون تتراهدرال با مراکز مس سنتز شدند. در ناحیه دمای واجذب ۱۰۰ کلوین، دو ماکزیمم در طیف MFU-۴۱ و Cu(I)-MFU-۴۱ دیده شد. لذا مکان‌های جذب یکسان در هر دو ساختار موجود بود. برای دمای بیش از ۷۰ کلوین، هیچ واجذب ایزوتوپ هیدروژنی در MFU-۴۱ رخ نداد. اختلاف اصلی میان طیف این دو ساختار برای واجذب در دماهای بیش از ۱۰۰ کلوین مشاهده شد. تنها برای Cu(I)-MFU-۴۱ حداکثر واجذب در حدود ۱۷۵ کلوین پدیدار شد. دمای واجذب بالا نشان دهنده مقید شدن ایزوتوپ‌ها به مکان جذب بسیار قوی است که همان مکان فلزی باز Cu(I) می‌باشد [۴].

در سال ۲۰۱۷، وینراچ^{۸۳} و همکاران مطالعه‌ای بر موضوع گیراندازی ایزوتوپ‌های سنگین هیدروژن در MOF با وجود مکان‌های فعال Cu(I) داشتند. این مطالعه به منظور تولید دوتریم خالص و نیز استخراج تریتم از پسماند هسته‌ای انجام گرفت. نتایج

^{۸۱}Hirschle

^{۸۲}Zaiser

^{۸۳}Weinrauch



نشان داد در مکان‌های پیوند قوی Cu(I) که حدود $1-32 \text{ kJ.mol}^{-1}$ است، اثرات کوانتومی هسته منجر به آنتالپی بالاتر جذب برای ایزوتوپ‌های سنگین‌تر می‌شود. مکانیزم جذب در دماهای بالای 80 کلوین بیشترین بازدهی را دارد. اختلاف زیاد آنتالپی $1-2.5 \text{ kJ.mol}^{-1}$ میان ^2D و ^2H منجر به انتخابگری 11 در دمای 100 کلوین می‌شود؛ یعنی در این دما، MOF نامبرده، ^2D را 11 بار بیشتر از ^2H جذب می‌کند [۵].

در سال 2018 ، هان^{۸۴} و همکارانش به بررسی MOF‌هایی با بالاترین بازدهی برای جداسازی ایزوتوپ‌های هیدروژن با استفاده از روش غربالگری کوانتومی پرداختند. در این مطالعه، تعداد زیادی ساختار MOF گزارش شده مورد بررسی و پایش قرار گرفتند که از آن میان، ساختار SIFSIX-3-Zn دارای بالاترین انتخابگری در مخلوط $^2\text{D}/^2\text{H}$ با استفاده از روش غربالگری کوانتومی بوده است. نشان داده شد این ساختار می‌تواند کاندیدای موثری برای جداسازی ایزوتوپ‌های هیدروژن باشد [۶].

در سال 2020 ، کائو^{۸۵} و همکارانش به مطالعه همبستگی میان بازدهی جداسازی، ابعاد حفره و دما پرداختند. با استفاده از طیف‌سنجی حرارتی واجذب، سه ساختار MOF با مشخصات گوناگون به منظور جداسازی ایزوتوپ‌های هیدروژن با استفاده از غربالگری کوانتومی مورد بررسی قرار گرفتند. در نهایت، یک همبستگی یکپارچه میان بازدهی جداسازی و ابعاد حفره با دما به دست آمد که برای ابعاد مشخص حفره، دمای بهینه جداسازی را مشخص می‌کند. همچنین تاثیر ویژگی‌های بافتی^{۸۶} مواد بر این همبستگی نشان داده شد؛ به طوری که یک ماده جدا کننده خوب برای غربالگری موثر $^2\text{H}/^2\text{D}$ باید دارای حفره همگن آب‌گریز با تنها یک مکان جذب قوی باشد [۷].

در این پژوهش، شبیه‌سازی جذب گاز هیدروژن روی چارچوبهای آل-فلزی HKUST با استفاده از نظریه تابعی چگالی انجام شده است. هدف از انجام این مطالعه، یافتن پایدارترین پیکربندی مولکول بر روی سطح انرژی پتانسیل سیستم H_2/MOF و بررسی نقش اوربیتال‌های فلز مس در فرایند جذب بوده است.

۲ - روش کار:

محاسبات در این پژوهش به دو دسته محاسبات کریستالوگرافی و محاسبات تابعی چگالی تفکیک شده‌اند. در دسته اول، به بررسی ساختار بلوری ماده مورد نظر پرداخته شد و مسیرهای جذب فیزیکی مورد مطالعه قرار گرفت. به منظور بررسی کریستالوگرافی این ساختار، ابتدا یک لایه دوبعدی با استفاده از نرم‌افزار VESTA ساخته شد. سپس با استفاده از پکیج محاسباتی ATK، و با در نظر گرفتن تقارن‌های سیستم، برش‌های مقطعی در راستاهای مورد نظر بر ساختار اعمال شد. در نهایت، فایل cif خروجی از پکیج ATK در نرم‌افزار jmol مورد بررسی قرار گرفت و بدین ترتیب سائز حفرات در دسترس برای هر راستا مشخص شد.

^{۸۴}Han

^{۸۵}Cao

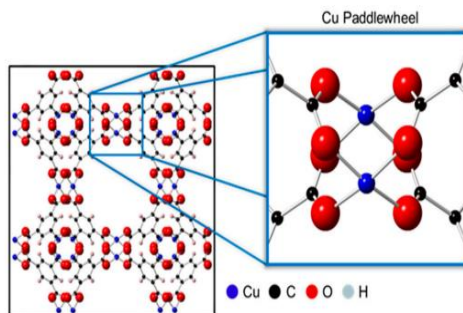
^{۸۶}texture



در دسته دوم، به بررسی ویژگی‌های الکترونی ساختار HKUST-1 با استفاده از نظریه تابعی چگالی پرداخته شده است. بدین منظور، ابتدا معیارهای اصلی در پایش و غربال ترکیبات مشخص شدند. سپس با توجه به عناصر موجود در ساختارهای مورد نظر، پایه و تابع همبستگی مناسب انتخاب شد. در مرحله بعد، ساختارها بهینه شده و نقاط جذب در مراکز فلزی تعیین شدند. در نهایت، در دمای ۷۷ کلوین، مولکول ^2H و ^2D در فواصل مختلف از نقاط جذب قرار گرفتند تا نمودار مرتبط با تابع پارش به دست آید. بطور کلی تابعی‌های ساده مانند تقریب چگالی محلی (LDA) یا تقریب شیب تعمیم یافته (GGA) اغلب در حوزه محاسبات کوانتومی بر روی MOF ها کافی هستند. بررسی‌ها نشان می‌دهد انجام محاسبات در حوزه MOF می‌تواند با بکارگیری تابعی چگالی $\text{M}^{0.6}\text{-L}$ به نتایج مناسبی منجر شود؛ زیرا این تابعی به نحوی پارامتریزه شده است که سهم برهمکنش‌های واندروالسی موجود در سیستم را نیز در محاسبات لحاظ می‌کند. پروفسور ترالر^{۸۷} که از توسعه‌دهندگان تابعی‌های کاربردی در این حوزه می‌باشد، تابعی $\text{M}^{0.6}\text{-L}$ را برای طیف وسیعی از کاربردها در شیمی و فیزیک مناسب می‌داند. در خصوص مجموعه پایه نیز می‌توان گفت مجموعه پایه ۶-۳۱(d,p,G) برای اتم‌های C، O و H و مجموعه پایه پتانسیل هسته موثر اشتوتگارت (ECP) برای اتم‌های فلزات واسطه در حوزه MOF ها اغلب تایید می‌گردد.

ساختار HKUST-1 با فرمول شیمیایی $\text{Cu}_3\text{O}(\text{C}_6\text{H}_4\text{O}_6)_2$ متشکل از واحدهای فلزی مس است که توسط مولکول‌های اتصال‌دهنده بنزن-۱،۳،۵-تری‌کربوکسیلات به یکدیگر متصل شده‌اند. در شکل (۲) نشان داده شده است که یون‌های ^{+2}Cu از طریق یک پیوند ضعیف تشکیل دایمر داده و سپس با چهار واحد کربوکسیلات به صورت پل در آمده‌اند [۸].

شکل (۲) ترکیب HKUST-1



به منظور انتخاب نقاط جذب در شیمیایی هیدروژن در ساختار، مراکز فلزی ساختار به همراه اتصال‌دهنده‌های اطراف آن در نظر گرفته شد. از آنجا که محاسبات انجام شده به منظور بهینه‌سازی و نیز محاسبات SCF با رویکرد ابتدا به ساکن انجام می‌شود، نیازی به در نظر گرفتن یک سلول واحد کامل نیست؛ بلکه تمرکز بر اتم فلز و چند پیوند نزدیک اطراف بوده است. در بررسی ساختار HKUST-1، چهار جایگاه جذب در نظر گرفته شده است که به شرح ذکر شده در جدول (۱) می‌باشد. در تمامی موارد کمترین فاصله مرکز پیوند هیدروژن از فلز ۱ آنگستروم و بیشترین فاصله آن، ۵ آنگستروم است.

جدول (۱) جایگاه مولکول هیدروژن نسبت به جایگاه فلزی در ساختار HKUST-1

نام حالت	جایگاه نسبت به فلز	انرژی تشکیل ساختار (a.u.)
----------	--------------------	---------------------------

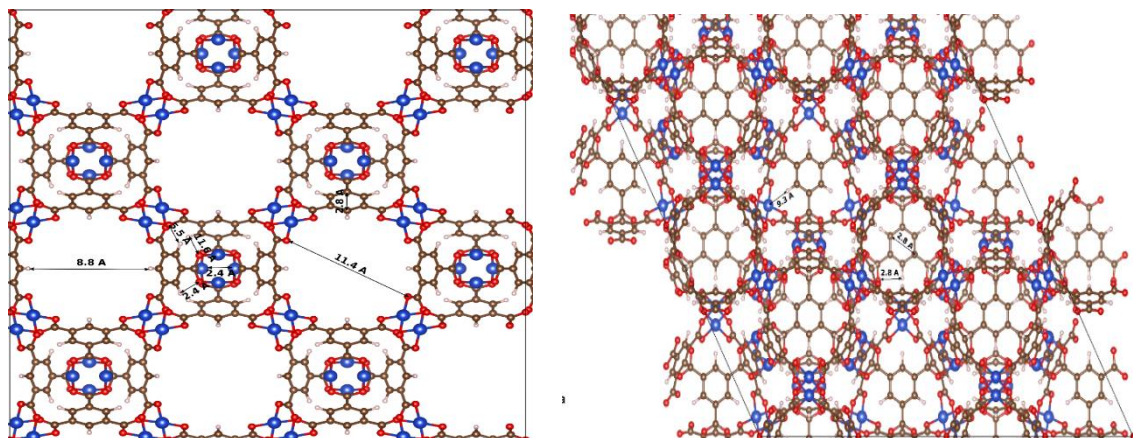


۵۳/۰	اکتاهدرال	octa-normal
۵۴/۰	اکتاهدرال	octa-parallel
۵۷/۰	موازی با پیوند فلزی و سربه‌سر	top-normal
۴/۰	موازی با پیوند فلزی و به صورت عمود بر پیوند	top-parallel

برای انجام این محاسبات ابتدا مدل مولکولی شامل فلز مرکزی و همسایه‌های نزدیک آن در نظر گرفته شده و مولکول هیدروژن در موقعیت‌های متفاوت قرار داده شد. پارامترهای ساختاری طول H-H به عنوان درجات آزادی سیستم در نظر گرفته شد. هدف از این محاسبات، یافتن پایدارترین پیکربندی مولکول هیدروژن/دوتریم بر روی سطح انرژی پتانسیل سیستم H_2/MOF بوده است.

۳ - نتایج:

نتایج کریستالوگرافی ساختار HKUST-۱ به صورت زیر است:

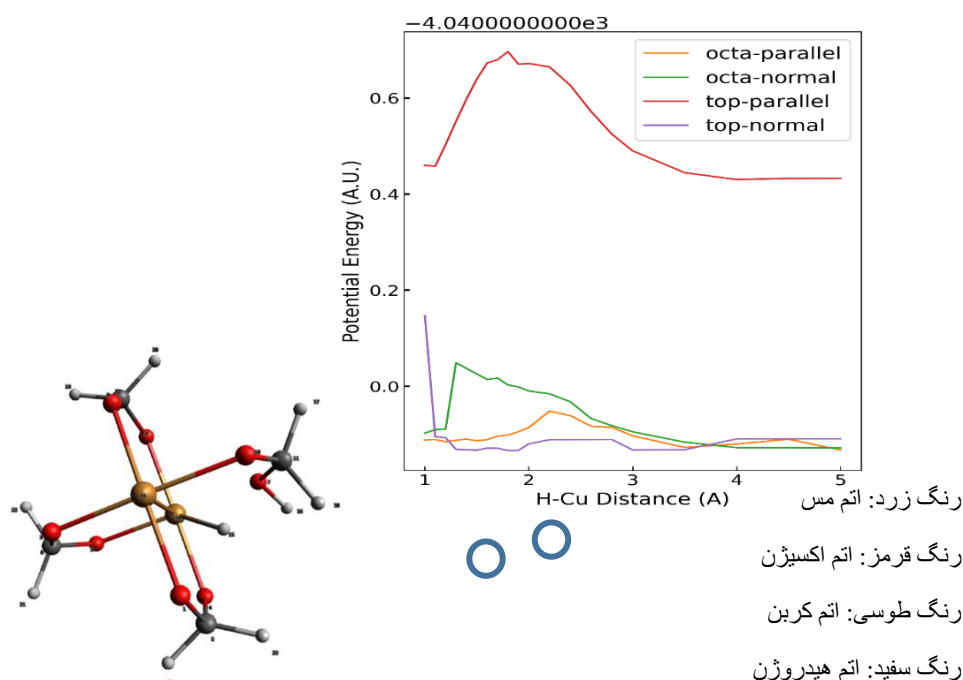


شکل (۳) اندازه حفره‌های موجود در ساختار HKUST-۱ در دو مقطع (الف) ۱۱۰ و (ب) ۱۰۰

همانطور که در شکل (۳) مشخص است، ابعاد حفره‌ها از حدود ۲ تا ۷ آنگستروم است. باید توجه داشت که این اندازه‌ها بدون احتساب حد پیوند واندروالس و چگالی الکترون‌ها در فضای ساختار می‌باشد. لذا با رسم سطح واندروالس، مشاهده می‌کنیم که عملاً در دو راستای ۱۱۱ و ۰۰۱، امکان نفوذ گاز وجود ندارد. اما سطح واندروالس رسم شده نشان‌دهنده امکان نفوذ گاز به سیستم در راستاهای ۱۱۰ و ۲۰۰ می‌باشد. در شکل (۴) مقایسه‌ای میان پتانسیل حالت‌های مختلف مراکز جذب برای ساختار HKUST-۱ نمایش داده شده است.



نتایج محاسبات ساختار الکترونی برای مراکز جذب ساختار HKUST-1 به شرح ذیل می‌باشد:



شکل (۴) مقایسه پتانسیل سسیستم در ساختار HKUST-1 برای مراکز جذب مختلف

حالت ۱- در حالت octa-normal، مولکول هیدروژن را به تدریج از فلز دور نموده و تغییرات طول پیوند $2H$ را بررسی کردیم. مشاهده شد که در فاصله $1/2$ آنگستروم، هیدروژن اول جذب اتم اکسیژن ۷ شد، در حالی که پیشتر جذب اکسیژن شماره ۱۰ شده بود (شکل ۵). در فاصله $1/3$ آنگستروم، هیدروژن دوم جذب هیچ اتمی نشده و به صورت آزاد قرار گرفته است. و از فاصله $1/7$ آنگستروم به بعد، پیوند $2H$ تشکیل شد. مشاهده می‌شود که در حالت octa-normal حداکثر اختلاف میان انرژی نقطه صفر این دو مولکول در فاصله حدود $2/4$ تا 3 آنگستروم از فلز مس رخ می‌دهد.

شکل (۵) وضعیت مولکول $2H$ در فاصله $1/2$ آنگستروم از مرکز جذب octa-normal ساختار HKUST-1. همان‌گونه که مشاهده می‌شود، یکی از اتم‌های H جذب فلز مس شده و اتم دیگر با اکسیژن پیوند برقرار می‌کند.

حالت ۲- در حالت octa-parallel، مولکول هیدروژن را به تدریج از فلز دور نموده و تغییرات طول پیوند $2H$ را بررسی کردیم. مشاهده شد که در فاصله $1/6$ آنگستروم، هیدروژن اول جذب اتم اکسیژن شماره ۱ شده، در حالی که در سایر موارد این اتم جذب اکسیژن شماره ۳ شده بود. در فاصله $1/9$ آنگستروم مشاهده شد که هیدروژن اول از مرکز جذب جدا شده و هیدروژن دیگر جذب اکسیژن شماره ۱ شد. و از فاصله $2/2$ آنگستروم به بعد، پیوند $2H$ شکل گرفت. مشاهده می‌شود که در حالت octa-parallel حداکثر اختلاف میان انرژی نقطه صفر این دو مولکول در فاصله حدود ۱ تا ۲ آنگستروم از فلز مس رخ می‌دهد.

حالت ۳- در حالت top-normal، مولکول هیدروژن را به تدریج از فلز دور نموده و تغییرات طول پیوند $2H$ را بررسی کردیم. مشاهده شد که از همان فاصله کوتاه ۱ آنگستروم، هیدروژن دوم آزاد بوده و جذب هیچ اتمی نشده است. در فواصل دورتر هم این اتم ترجیح داده روی محور عمود نماند و منحرف شده است. از فاصله $1/4$ آنگستروم به بعد، پیوند $2H$ شکل گرفت. در



فاصله ۲/۲ آنگستروم نیز مشاهده شد که با دورتر شدن هیدروژن اول، هیدروژن دوم به گونه‌ای می‌چرخد که سعی دارد به ساختار فلزی نزدیک‌تر شود و در نهایت در فاصله ۴ آنگستروم، جای هیدروژن اول و دوم کاملاً عوض می‌شود. مشاهده شد که در حالت top-normal اختلاف میان انرژی نقطه صفر این دو مولکول در تمامی فواصل حدود $a.u. 3-10 \times 2/4$ است.

حالت ۴- در حالت top-parallel ، مولکول هیدروژن را به تدریج از فلز دور نموده و تغییرات طول پیوند $2H$ را بررسی کردیم. مشاهده شد که در فاصله ۱ آنگستروم، هیدروژن اول جذب اتم شده، در حالی که هیدروژن دوم آزاد است. از فاصله ۲/۲ آنگستروم به بعد، هیدروژن اول از فلز جدا شد و پیوند $2H$ شکل گرفت.

۴ - بحث و نتیجه گیری:

مواد متخلخل بلوری که با عنوان چارچوب‌های آلی فلزی شناخته می‌شوند، گزینه بسیار مناسبی برای جداسازی ایزوتوپ‌ها با بهره‌گیری از آثار غربالگری کوانتومی و غربالگری جذب شیمیایی می‌باشند. چارچوب‌های آلی فلزی دارای تخلخل‌هایی با ابعاد مناسب، انتخاب خوبی برای غربالگری کوانتومی بوده و به دلیل داشتن جایگاه‌های جذب قوی مانند جایگاه‌های فلزی انتخاب مناسبی برای جذب شیمیایی نیز می‌باشند. مبنای جداسازی ایزوتوپی هیدروژن در این ترکیبات این است که انرژی نقطه صفر بزرگ‌تر هیدروژن‌ها به آن‌ها امکان عبور ساده‌تر از سدهای انرژی را می‌دهد، بنابراین دوتریم‌ها نسبت به هیدروژن‌ها نفوذ کندتری در داخل بلور انجام می‌دهند که این تمایز فاکتور جداسازی را افزایش می‌دهد.

ساختار HKUST-1 از لحاظ کریستالوگرافی بررسی شده و مفاهیم جذب فیزیکی و شیمیایی به همراه انرژی نقطه صفر از چشم‌انداز بهینه‌سازی فرایند جداسازی ایزوتوپ‌ها مطالعه شد. با توجه به اهمیت شکل پتانسیل برهم‌کنش بین گاز هیدروژن و اتم‌های فلزی MOF، این برهم‌کنش به شکل تابعی از فاصله محاسبه و نمودار مربوط به جایگاه‌های جذب گوناگون مورد مقایسه قرار گرفت. محاسبات انجام شده بر روی ساختارهای آلی-فلزی HKUST-1 نشان می‌دهد که آرایش الکترونی اوربیتال‌های d نقش کلیدی در تشکیل کمپلکس‌های موسوم به دی-هیدروژن را دارد و با توجه به انحنا و عمق بالاتر نمودار پتانسیل برهم‌کنش $2\text{MOF}(\text{Cu})-\text{H}$ سطح انرژی نقطه صفر کمپلکس‌های تشکیل شده با فلز مس تفکیک بالاتری را نشان می‌دهد. با توجه به این نتایج، مهندسی ساختار مبتنی بر مس می‌تواند در جداسازی ایزوتوپ‌های هیدروژن نقش اساسی داشته باشد.

۵ - مراجع:

[۱] J. Beenakker, V. Borman and S. Krylov, "Molecular transport in subnanometer pores: zero-point energy, reduced dimensionality and quantum sieving," Chemical Physics Letters, vol. ۲۳۲, pp. ۳۷۹-۳۸۲, ۱۹۹۵.

[۲] H. Oh and M. Hirscher, "Quantum sieving for separation of hydrogen isotopes using MOFs," European Journal of Inorganic Chemistry, pp. ۴۲۷۸-۴۲۸۹, ۲۰۱۶.

[۳] Teufel, J., Oh, H., Hirscher, M., Wahiduzzaman, M., Zhechkov, L., Kuc, A., Heine, T., Denysenko, D. and Volkmer, D. (۲۰۱۳), MFU-۴l – A Metal-Organic Framework for Highly Effective H_2/D_2 Separation. Adv. Mater., ۲۵: ۶۳۵-۶۳۹. <https://doi.org/10.1002/adma.201203383>



[۴] Zaiser, I., (۲۰۱۶), Helium and Hydrogen Isotope Adsorption and Separation in Metal-Organic Frameworks, Cuvillier Verlag Gottingen, Universitat Stuttgart.

[۵] Weinrauch, I., Savchenko, I., Denysenko, D. et al. Capture of heavy hydrogen isotopes in a metal-organic framework with active Cu(I) sites. Nat Commun ۸, ۱۴۴۹۶ (۲۰۱۷). <https://doi.org/10.1038/ncomms14496>

[۶] Han G, Gong Y, Huang H, Cao D, Chen X, Liu D, Zhong C. Screening of Metal-Organic Frameworks for Highly Effective Hydrogen Isotope Separation by Quantum Sieving. ACS Appl Mater Interfaces. ۲۰۱۸ Sep ۲۶;۱۰(۳۸):۳۲۱۲۸-۳۲۱۳۲. doi: ۱۰.۱۰۲۱/acsami.8b۱۰۲۰۱. Epub ۲۰۱۸ Sep ۱۴. PMID: ۳۰۱۷۶۷۱۷.

[۷] Cao J, Li X, Tian H. Metal-Organic Framework (MOF)-Based Drug Delivery. Curr Med Chem. ۲۰۲۰; ۲۷(۳۵):۵۹۴۹-۵۹۶۹. PMID: ۳۱۲۱۵۳۷۴.

[۸] Y. Zhao and D. Truhlar, "The M۰۶ suite of density functionals for main group thermochemistry, thermochemical kinetics, noncovalent interactions, excited states, and transition elements: Two new functionals and systematic testing of four M۰۶-class functionals and ۱۲ other function," Theoretical Chemistry Accounts, vol. ۱۲۰, no. ۱, pp. ۲۱۵-۲۴۱, ۲۰۰۸.

مطالعه مقایسه‌ای اثرات کشش سطحی بر روی نیمه عمر واپاشی‌های هسته‌ای (کد مقاله :

(۱۴۱۸

جلالی شکیب، مجید^۱-جلالی شکیب، فاطمه^۱-قرائی، رضا^{۲*}

دانشگاه حکیم سبزواری، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

دانشگاه فردوسی مشهد، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده:



یکی از عوامل مهم و تاثیرگذار برروی نیمه‌عمر واپاشی‌های هسته‌ای از قبیل نشر پروتون و آلفا، ضریب کشش سطحی میان هسته‌های برهم‌کنشی در طول واپاشی می‌باشد. در تحقیق حاضر یک مطالعه مقایسه‌ای برای درک نقش این ضریب برروی نیمه‌عمر واپاشی‌های آلفا و پروتونی انجام داده‌ایم. برای دستیابی به این هدف از دیدگاه پتانسیل مجاورت (به‌صورت خاص مدل Prox. 2010) و تقریب WKB برای تعیین مقادیر نیمه‌عمر در ۴۴ واپاشی پروتونی و ۲۵۸ واپاشی آلفا بهره گرفته‌ایم. نتایج حاصل آشکار می‌سازد که با افزایش قدرت کشش سطحی میان دو هسته برهم‌کنشی در طول واپاشی‌های آلفا و پروتونی همخوانی میان داده‌های تئوری و تجربی نیمه عمر کاهش می‌یابد. علاوه براین نتایج حاضر نشان می‌دهد حساسیت واپاشی‌های آلفا به تغییرات این ضریب در مقایسه با واپاشی‌های پروتونی بیشتر است. در این مقاله بحثی در مورد امکان معرفی نسخه جدیدی از ضریب کشش سطحی را برپایه همخوانی میان داده‌های تئوری و تجربی نیمه عمر هم ارائه شده است.

کلمات کلیدی: واپاشی پروتونی، واپاشی آلفا، پتانسیل مجاورت، ضریب کشش سطحی

Comparative study of the surface tension effects on the nuclear decay half-lives

Jalali Shakib, Majid^۱, Jalali Shakib, Fatemeh^۱, Gharaei, Reza^{۲*}

^۱. Hakim Sabzevari University, Sciences Faculty, Department of Physics

^۲. Ferdowsi University of Mashhad, Faculty of Science, Department of Physics

Abstract:

Surface tension coefficient between the interacting nuclei is one of the important factor on the nuclear decay half-lives such as alpha and proton decays. In the present study, we performed a comparative study to understand the role of this coefficient in the half-lives of both proton and alpha decays. To this end, we used the proximity potential formalism (specifically the Prox. ۲۰۱۰ model) and WKB approximation to determine the half-lives in ۴۴ proton decays and ۲۵۸ alpha decays. The obtained results reveal that the agreement between the theoretical and experimental values of half-lives decreases by increasing the strength of nuclear surface tension. In addition, the sensitivity of the alpha decay to the variation of this coefficient is more than the proton decay. A discussion is also presented about the introduction of new version of surface tension coefficient based on the agreement between the theoretical and experimental values of half-lives.

Key words: proton decay, alpha decay, proximity potential, surface tension coefficient

۱- مقدمه :

مطالعه نیمه عمر واپاشی‌های هسته‌ای یکی از مهمترین و قدرتمندترین ابزارها برای شناسایی ساختار هسته‌ای و ارائه اطلاعات در مورد هسته‌های ناپایدار می‌باشد. این فرآیندها به درک هرچه بیشتر محققان از خواص لایه‌ای هسته‌ها، تغییرشکل آنها و همچنین اسپین و پارته ترازهای انرژی‌شان کمک شایانی می‌کند [۱]. کشش سطحی یکی دیگر از مفاهیم مهم در فیزیک هسته‌ای است که به عنوان معیاری برای تعیین میزان پایداری یک هسته خاص در برابر تغییرات هسته‌ای شناخته می‌شود. وجود نسخه‌های مختلف از ضریب کشش سطحی [۲] امکان مطالعه نقش این ضریب را برروی برهم‌کنش دو هسته در طول فرآیندهایی نظیر واپاشی عناصر رادیواکتیو فراهم می‌آورد. از سوی دیگر نظریه پتانسیل مجاورت [۳] بستر مناسبی را برای انجام این مهم فراهم کرده است. واپاشی‌های آلفا و پروتونی دو نوع رایج از واپاشی‌های هسته‌ای می‌باشند که در طول سال‌های اخیر



نقش اثرات کشش سطحی به صورت جداگانه در مورد آنها مورد ارزیابی قرار گرفته است. به عنوان نمونه در سال ۲۰۲۱ آقای جانگ دنگ و همکارانش [۴] تأثیر ضریب کشش سطحی بر روی نیمه عمر واپاشی‌های آلفا را مطالعه کردند. آنها موفق شدند بهترین نسخه از ضرایب کشش سطحی را در بازتولید مقادیر تجربی نیمه عمر واپاشی‌های آلفا مشخص کنند. در پژوهشی دیگر، محققان در سال ۲۰۲۲ اثرات دمایی این ضریب بر روی واپاشی‌های پروتونی را بررسی کردند. نتایج حاصل آشکار می‌سازد که ضریب کشش سطحی در این نوع از واپاشی‌ها نیز می‌تواند نقش تعیین کننده‌ای داشته باشد [۵]. مطالعاتی نظیر آنچه به آنها اشاره شد اهمیت اثرات کشش سطحی در هر یک از انواع واپاشی آلفا و پروتونی را مشخص می‌کند. موضوعی که در این بین می‌تواند جذاب باشد بررسی همزمان نقش اثرات مذکور در این دو نوع واپاشی هسته‌ای می‌باشد. برای دستیابی به این هدف، در تحقیق حاضر به مطالعه بر روی تعداد قابل توجهی از هر یک از واپاشی‌های آلفا و پروتونی بر پایه مدل پتانسیل Proximity ۲۰۱۰ پرداخته‌ایم.

۲- روش کار:

در تحقیق حاضر برای تعیین مقادیر تئوری نیمه عمر در واپاشی‌های مختلف از رابطه زیر استفاده می‌شود:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}, \quad (1)$$

که در آن $\lambda = \nu P$ ثابت واپاشی است. ν فرکانس تشدید و P احتمال نفوذپذیری از میان سد کولنی در فاصله‌ی نقاط بازگشتی R_{in} تا R_{out} می‌باشد و با استفاده از تقریب نیمه کلاسیکی WKB تعیین می‌گردد:

$$P = \exp[-2 \int_{r_{in}}^{r_{out}} k(r) dr], \quad (2)$$

$$k(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} |Q - V(r)|}, \quad (3)$$

در اینجا Q انرژی آزاد شده در واپاشی می‌باشد. به خوبی شناخته شده است که پتانسیل تعامل بین ذره ساطع شده و هسته دختر مجموع دو بخش است: پتانسیل جاذبه هسته‌ای با برد کوتاه V_N و پتانسیل دافعه کولنی V_C که بلندبرد است،

$$V_T(r) = V_C(r) + V_N(r) \quad (4)$$

برای تعیین بخش کولنی می‌توان از رابطه شناخته شده زیر استفاده کرد،

$$V_C = Z_1 Z_2 e^2 \begin{cases} \frac{1}{r} & r > R \\ \frac{1}{rR} \left[3 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \right] & r < R \end{cases} \quad (5)$$

که در آن Z_1 و Z_2 اعداد اتمی ذره ساطع شده و هسته دختر هستند. پارامتر r فاصله بین مراکز ذره گسیلی و هسته دختر است. علاوه بر این، باید توجه داشت جایی که تکانه زاویه ای مداری توسط ذره گسیل شده منتقل می شود، پتانسیل گریز از مرکز V_L نقش کلیدی در پتانسیل برهم کنش کل ایفا می‌کند. این بخش به صورت زیر تعریف می‌شود:



$$V_l = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}, \quad (6)$$

μ جرم کاهش یافته سیستم است که برحسب واحد جرم نوکلئون اندازه‌گیری می‌شود. پتانسیل هسته‌ای $V_N(r)$ معادله (۴) از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$V_N(r) = \pi \gamma b \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \Phi(\xi), \quad (7)$$

که در آن b پهنای سطح هسته و حدوداً برابر بایک در نظر گرفته می‌شود. در سال ۲۰۱۰، دات و بانسال [۶] نسخه‌ای اصلاح شده‌ای از پتانسیل مجاورت را با استفاده از مجموعه‌ای مناسب از ضریب انرژی سطحی، شعاع هسته‌ای و تابع جهانی ارائه کردند که آن را با نام Prox. ۲۰۱۰ می‌شناسند. تابع جهانی این مدل $\Phi\left(\xi = \frac{r - C_c C_p}{b}\right)$ به صورت زیر تعریف می‌شود،

$$\Phi\left(\xi = \frac{r - C_c C_p}{b}\right) = \begin{cases} -1.7817 + 0.9270\xi + 0.143\xi^2 - 0.09\xi^3 & \xi < 0 \\ -1.7817 + 0.9270\xi + 0.01696\xi^2 - 0.09\xi^3 & 0 \leq \xi \leq 1.9475 \\ -4.41 \exp\left(-\frac{\xi}{0.7176}\right) & \xi > 1.9475 \end{cases} \quad (8)$$

و ضریب انرژی سطحی به صورت زیر تعریف می‌شود،

$$\gamma = \gamma_s (1 - k_s I^2), \quad (10)$$

γ_s و k_s به ترتیب ثابت انرژی سطحی و ثابت عدم تقارن سطح هستند که برای مدل پتانسیل حاضر به ترتیب دارای مقادیر $1.25284 \text{ MeV.fm}^{-2}$ و 2.345 می‌باشند. همچنین $I = \left(\frac{N-Z}{N+Z}\right)$ پارامتر عدم تقارن است و به مازاد نوترون-پروتون هسته مادر اشاره دارد. همانطور که در بخش قبل ذکر گردید نسخه‌های مختلفی برای ضریب انرژی سطحی γ معرفی شده است که تفاوت آنها در ثابت γ_s و k_s می‌باشد. در جدول ۱ تعدادی از این نسخه‌ها آورده شده‌اند. از معادله (۱۰) انتظار می‌رود که ضریب انرژی سطحی γ و به دنبال آن نیمه‌عمر واپاشی، متاثر از γ_s باشد. به منظور بررسی این مهم، رفتار پتانسیل برای هسته مادر پروتون زا ^{145}Tm و هسته مادر آلفا زا ^{145}Po در شکل ۱ برای نسخه اصلی مدل Prox. ۲۰۱۰ و سایر نسخه‌های مورد مطالعه رسم شده است.

جدول ۱: نسخه‌های مختلف ضریب کشش سطحی بکارگرفته شده در کار حاضر.

نام مجموعه	$\gamma_s \text{ (MeV.fm}^{-2}\text{)}$	k_s
Set 1	۰.۹۵۱۷	۱.۷۸۲۶
Set 2	۱.۱۷۵۶	۲.۲
Set 3	۱.۴۶۰۷۳۴	۴.۰
Original Prox. ۲۰۱۰	۱.۲۵۲۸۴	۲.۳۴۵

همانطور که در این شکل مشاهده می‌شود در هر دو نوع واپاشی آلفا و پروتون، Set ۱ که کمترین مقدار γ_s را دارد ارتفاع و ضخامت سد بیشتری نسبت به سایر Set های انتخابی دارد. اما Set ۳ که بیشترین مقدار γ_s را داراست کمترین مقدار ارتفاع

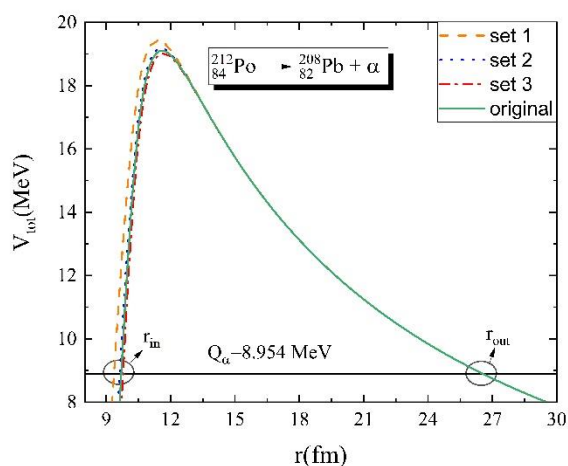
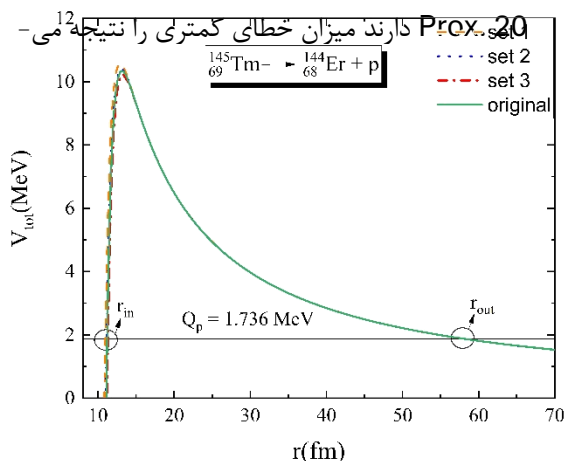


و پهنای سد پتانسیل را دارد. به عبارت دیگر می‌توان نتیجه گرفت که با تغییر مقدار γ رفتار مشابهی در نمودار پتانسیل واپاشی آلفا و پروتون رخ می‌دهد. در این شرایط پیش‌بینی می‌شود این تغییر، تأثیر یکسانی بر روی نیمه عمر واپاشی‌های پروتونی و آلفا داشته باشد. همچنین می‌توان نتیجه گرفت که با افزایش مقدار γ و در نتیجه قدرت کشش سطحی میان دو هسته برهم‌کنشی سد پتانسیل کاهش یابد. با استفاده از مقادیر موجود در جدول ۱ و معادلات ارائه شده در فوق، مقادیر نیمه‌عمر واپاشی‌های آلفا و پروتون براساس هر کدام از Set‌های ضریب γ محاسبه گردید. این محاسبات برای ۴۴ واپاشی پروتونی و ۲۵۸ واپاشی آلفا انجام شده است که برای نمونه بخشی از واپاشی‌های مورد بررسی در جداول ۲ و ۳ ارائه شده‌اند. در جدول ۲ اطلاعات مربوط به واپاشی‌های پروتونی و در جدول ۳ اطلاعات مربوط به واپاشی‌های آلفا آورده شده است. در این جداول سه ستون اول به ترتیب عدد جرمی هسته مادر، انرژی واپاشی Q و تکانه زاویه‌ای حمل شده توسط ذره گسیلی می‌باشند. ستون‌های چهارم تا ششم به ترتیب لگاریتم نیمه عمرهای محاسبه شده توسط Set‌های ۱ تا ۳ می‌باشند. دو ستون آخر به ترتیب مربوط به لگاریتم نیمه‌عمر محاسبه شده توسط نسخه اصلی Prox. 2010 و مقادیر تجربی نیمه‌عمر می‌باشند. مشاهده می‌شود که set 1 که کمترین مقدار γ و بیشترین مقدار سد پتانسیل را دارا است، مقادیر بزرگتری برای نیمه‌عمر گزارش می‌کند. این مهم برای set 3 که بیشترین مقدار γ و کمترین مقدار سد پتانسیل را دارد کاملاً برعکس می‌باشد. همچنین این روند برای سایر set‌ها و در هر دو نوع واپاشی رخ می‌دهد. برای تعیین نقش ضریب کشش سطحی بر روی میزان همخوانی میان داده‌های تئوری و تجربی نیمه‌عمر، مقادیر σ را برای تمام ۲۵۸ واپاشی آلفا و ۴۴ واپاشی پروتونی انتخابی برپایه فرم‌های اصلی و اصلاح شده مدل پتانسیل Prox. ۲۰۱۰ محاسبه کرده‌ایم.

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[\log_{10}(T_{1/2i}^{\text{cal}}) - \log_{10}(T_{1/2i}^{\text{expt}}) \right]^2}$$

(۱۱)

همانگونه که مشاهده می‌شود برای هر دو واپاشی آلفا



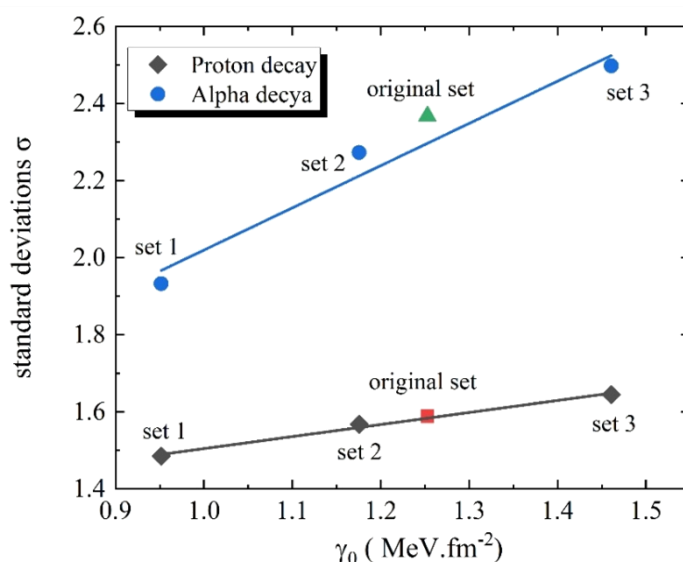


(ب)

(الف)

شکل ۱: رفتار شعاعی پتانسیل برهم کنشی کل برای (الف) واپاشی آلفای هسته ^{212}Po (ب) واپاشی پروتون هسته ^{145}Tm به ازای ۴ نسخه مختلف مدل Prox. ۲۰۱۰.

نسبت به این نسخه نشان می‌دهند اما این رخداد برای set3 کاملاً برعکس می‌باشد و میزان خطای بیشتری از خود نشان می‌دهد. در حالت کلی می‌توان نتیجه گرفت که با افزایش ثابت γ و در نتیجه قدرت کشش سطحی میان دو هسته برهم کنشی میزان همخوانی مقادیر تئوری و تجربی نیمه‌عمر واپاشی‌های پروتونی و آلفا کاهش می‌یابد. با توجه به شیب تغییرات هر واپاشی درمی‌یابیم که حساسیت واپاشی پروتونی در مقایسه با آلفا به تغییرات کشش سطحی کمتر است. دلیل این موضوع را می‌توان در کوچکتر بودن پروتون در مقایسه با هسته آلفا دانست. همچنین با توجه به رفتار این Setها در شکل ۲ پیش‌بینی می‌شود



که بتوان نسخه‌های جدیدی از ضریب کشش سطحی را با توجه به همخوانی میان داده‌های تئوری و تجربی نیمه‌عمر در واپاشی‌های آلفا و پروتونی معرفی کرد که قصد داریم در مطالعات بعدی به تحقیق بر روی آن بپردازیم.

شکل ۲: مقایسه انحراف از معیار setهای مورد بررسی برای واپاشی‌های آلفا و پروتون برحسب ضریب کشش سطحی (خط‌های برازش شده صرفاً نشان دهنده روند تغییرات است).

۳- بحث و نتیجه گیری:

در تحقیق حاضر با استفاده از مدل پتانسیل Prox. 2010 و Setهای مختلف ضریب کشش سطحی، تلاش کردیم تا مطالعه‌ای مقایسه‌ای بین ۴۴ هسته مادر پروتون‌زا و ۲۵۸ هسته مادر آلفا‌زا و تأثیر کشش سطحی γ بر روی پیش‌بینی نیمه‌عمر آنها ارائه دهیم. برای این منظور پس از محاسبه مقادیر نیمه‌عمر و خطای setهای مورد مطالعه، مشخص گردید که تغییرات مقادیر پارامتر γ و به دنبال آن قدرت ضریب کشش سطحی هسته‌ای در setهای مذکور، با ارتفاع و پهنای سد پتانسیل و در نتیجه



نیمه عمر واپاشی رابطه معکوس دارد. علاوه بر این نشان دادیم میزان انحراف مقادیر تئوری نیمه عمر از داده‌های تجربی متناظر در هر دو نوع واپاشی پروتونی و آلفا با افزایش مقادیر ضریب کشش سطحی افزایش می‌یابد. مقایسه همزمان نتایج آشکار ساخت که حساسیت واپاشی‌های پروتونی به تغییرات این ضریب نسبت به واپاشی‌های آلفا کمتر است. انتظار می‌رود بتوانیم نسخه‌ای از ضریب انرژی سطحی ارائه داد که برای هر دو نوع واپاشی آلفا و پروتون نتایج قابل قبولی را ارائه دهد. در ادامه تحقیقات این حوزه در تلاش هستیم واپاشی‌های خوشه‌ای را نیز به جمع واپاشی‌های پروتونی و آلفا اضافه نماییم تا به درکی جامع از فیزیک اثرات کشش سطحی در واپاشی ذرات باردار دست یابیم.

۴- مراجع :

- [۱] J.J. Morehead, J. Math. Phys. ۳۶, ۵۴۳۱ (۱۹۹۵).
- [۲] K.P. Santhosh, I. Sukumaran, Int. J. Mod. Phys. E ۲۶, ۱۷۵۰۰۳ (۲۰۱۷)
- [۳] J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swiatecki *et al.*, Ann. Phys.(N.Y.) ۱۰۵, ۴۲۷ (۱۹۷۷)
- [۴] J.G.Deng, H.F. Zhang Chin. Phys. C ۴۵, ۰۲۴۱۰۴ (۲۰۲۱)
- [۵] R. Gharaei, M. Jalali Shakib and K.P. Santhosh Nucl Phys.A ۱۰۳۷ (۲۰۲۳) ۱۲۲۷۰۰
- [۶] I. Dutt, R. Bansal, Chin. Phys. Lett. ۲۷, ۱۱۲۴۰۲ (۲۰۱۰)
- [۷] P. Möller, J.R. Nix, Nucl. Phys. A ۳۶۱, ۱۱۷ (۱۹۸۱)
- [۸] I. Dutt, R.K. Puri, Phys. Rev. C ۸۱, ۰۶۴۶۰۸ (۲۰۱۰)
- [۹] K.P. Santhosh, Antony Joseph, Pramana J. Phys. ۵۸, ۶۱۱ (۲۰۰۲)
- [۱۰] M.Salehi, and O. N. Ghodsi, Chin. Phys. Lett. Vol. ۳۰, No. ۴ (۲۰۱۳) ۰۴۲۵۰۲
- [۱۱] I.Dutt, and R.Bansal, Chin. Phys. Lett. Vol. ۲۷, No. ۱۱ (۲۰۱۰) ۱۱۲۴۰۲
- [۱۲] Y.J. Yao, G.L. Zhang, W.W. Qu et al., Eur. Phys. J. A ۵۱, ۱۲۲ (۲۰۱۵)
- [۱۳] R. Gharaei, S. Mohammadi, Dashty T. Akrawy, Ali H. Ahmed, Phys. J. A (۲۰۲۲) ۵۸:۱۷۹
- [۱۴] K.P. Santhosh, I. Sukumaran, Eur. Phys. J. Plus ۱۳۲, ۴۳۱ (۲۰۱۷)

جدول ۲: مقادیر محاسبه شده لگاریتم نیمه عمر واپاشی‌های پروتون براساس مدل Prox. ۲۰۱۰ برای نسخه‌های مختلف ضریب γ

هسته مادر	Q_p (MeV)	l	$\log T_{1/2}^{Set\ 1}$ (s)	$\log T_{1/2}^{Set\ 2}$ (s)	$\log T_{1/2}^{Set\ 3}$ (s)	$\log T_{1/2}^{Original\ Prox.2010}$ (s)	$\log T_{1/2}^{Expt.}$ (s)
^{112}Cs	۰/۸۲۱	۲	-۴/۲۴۹۵۱	-۴/۳۳۳۳۱	-۴/۴۱۶۹	-۴/۳۵۷۴۹	-۳/۳۱
^{113}Cs	۰/۹۷۸	۲	-۶/۵۵۷۲۳	-۶/۶۳۸۸۵	-۶/۷۲۱۵۱	-۶/۶۶۳۰۳	-۴/۷۷۱
^{121}Pr	۰/۹۰۰	۲	-۴/۱۴۵۴۴	-۴/۲۲۹۹۱	-۴/۳۱۶۳۵	-۴/۲۵۵۷۹	-۱/۹۲۱
^{130}Eu	۱/۰۲۸	۲	-۴/۷۱۳۰۵	-۴/۷۹۸۷۷	-۴/۸۸۵۴۶	-۴/۸۲۴۲۲	-۳
^{131}Eu	۰/۹۵۱	۲	-۳/۶۹۶۸۹	-۳/۷۸۲۹۴	-۳/۸۶۹۷۳	-۳/۸۰۹۴۷	-۱/۷۴۹
^{130}Tb	۱/۱۸۸	۳	-۵/۴۳۳۲۶	-۵/۵۲۵۳۱	-۵/۶۱۸۹۲	-۵/۵۵۳۴۵	-۲/۹۹۶
^{140}Ho	۱/۱۰۶	۳	-۳/۶۷۷۸۸	-۳/۷۷۱۱۲	-۳/۸۶۵۹۸	-۳/۷۹۹۸۱	-۲/۲۲۱
^{141}Ho	۱/۱۹۰	۳	-۴/۷۷۵۴۱	-۴/۸۶۸	-۴/۹۶۰۵۹	-۴/۸۹۵۲۹	-۲/۳۸۷
^{141}Ho	۱/۲۵۶	۰	-۶/۷۸۲۲۱	-۶/۹۵۳۴۷	-۷/۰۳۳۷۷	-۶/۹۷۶۹۶	-۵/۱۳۷
^{140}Tm	۱/۷۴۱	۵	-۷/۲۱۱۲۹	-۷/۳۲۲۰۷	-۷/۴۳۰۴۵	-۷/۳۵۴۸۱	-۵/۴۹۹
^{146}Tm	۱/۰۰۱	۰	-۲/۴۵۳۴۳	-۲/۵۶۶۹	-۲/۶۷۷۴۹	-۲/۶۰۰۶۷	-۱/۱۳۷
^{147}Tm	۱/۰۵۹	۵	-۰/۷۸۱۱۷	-۰/۸۹۵۲	-۱/۰۰۵۸۱	-۰/۹۲۹۱۴	-۰/۲۳۷



¹⁴⁷ Tm	۱/۱۲۰	۲	-۴/۲۳۲۸	-۴/۳۲۰۷۳	-۴/۴۰۸۹۸	-۴/۳۴۷۴۹	-۳/۴۴۴
¹⁵⁰ Lu	۱/۲۹۱	۰	-۵/۵۱۵۷۸	-۵/۶۰۳۹۶	-۵/۶۹۳۲۱	-۵/۶۳۱۰۲	-۴/۳۹۸
^{15۱} Lu	۱/۲۹۱	۲	-۵/۶۸۵۵۲	-۵/۷۷۳۳۸	-۵/۸۶۰۷۵	-۵/۷۹۹۱۴	-۴/۷۹۶
^{1۵۱} Ta	۱/۰۲۱	۲	-۱/۵۳۵۶۱	-۱/۶۲۵۹۲	-۱/۷۱۵۴۶	-۱/۶۵۳۶	-۰/۹۷۵
^{1۵۱} Ta	۱/۱۱۱	۵	-۰/۳۰۹۵۶	-۰/۴۲۴۷۵	-۰/۵۳۵۸۸	-۰/۴۵۸۸۱	-۰/۴۴۴
^{1۵۹} Re	۱/۸۳۱	۵	-۶/۶۷۹۲	-۶/۷۹۱۲۵	-۶/۹۰۰۷۲	-۶/۸۲۴۷۳	-۴/۶۹۹
^{1۶۰} Re	۱/۲۷۱	۰	-۴/۱۸۶۰۵	-۴/۲۷۶۰۱	-۴/۳۶۵۲۸	-۴/۳۰۲۴	-۳/۲۱۴
^{1۶۱} Re	۱/۲۰۱	۰	-۴/۱۲۴۲۶	-۴/۲۰۸۹۱	-۴/۲۹۲۶۱	-۴/۲۳۵۰۴	-۳/۳۵۷
^{1۶۱} Re	۱/۳۲۱	۵	-۲/۳۸۱۹۱	-۲/۴۹۶۴۲	-۲/۶۰۶۸۸	-۲/۵۳۰۴۵	-۱/۸۳۳
^{1۶۵} Ir	۱/۷۲۱	۵	-۵/۴۸۴۵۶	-۵/۵۹۷۶۴	-۵/۷۰۷۱۵	-۵/۶۳۱۳۴	-۳/۴۸۸
^{1۶۶} Ir	۱/۳۳۱	۵	-۱/۸۱۴۳۱	-۱/۹۲۹۴۲	-۲/۰۳۹۹۸	-۱/۹۶۳۵۶	-۱/۸۲۱
^{1۶۷} Ir	۱/۲۴۶	۵	-۱/۰۲۲۷۲	-۱/۱۳۸۰۹	-۱/۲۴۸۱۳	-۱/۱۷۲۱۸	-۱/۵۴۵
^{۱۷۰} Au	۱/۴۷۱	۲	-۵/۲۷۸۹	-۵/۳۶۹۶۲	-۵/۴۵۹۰۴	-۵/۳۹۶۴	-۳/۵۳۸
^{۱۷۰} Au	۱/۷۵۱	۵	-۵/۲۴۲۳۱	-۵/۳۵۵۸۱	-۵/۴۶۵۲۸	-۵/۳۸۹۵۶	-۳/۲۰۸
^{۱۷۱} Au	۱/۷۰۲	۵	-۴/۹۷۲۵۵	-۵/۰۸۶۱۹	-۵/۱۹۴۹۴	-۵/۱۱۹۷۶	-۲/۹۸۵

جدول ۳: مقادیر محاسبه شده لگاریتم نیمه‌عمر واپاشی‌های آلفا براساس مدل Prox. ۲۰۱۰ برای نسخه‌های مختلف ضریب γ .

هسته مادر	Q_α (MeV)	l	$\log T_{1/2}^{Set \ 1}$ (s)	$\log T_{1/2}^{Set \ 2}$ (s)	$\log T_{1/2}^{Set \ 3}$ (s)	$\log T_{1/2}^{Original \ Prox. \ 2010}$ (s)	$\log T_{1/2}^{Expt}$ (s)
^{1۰۵} Te	۴/۸۸۹	۰	-۷/۳۱۳۷۷	-۷/۵۷۴۸	-۷/۸۱۴۳۹	-۷/۶۴۶۹۳	-۶/۱۹۸۶
^{1۰۶} Te	۴/۲۹۰	۰	-۴/۸۷۳۵۷	-۵/۱۴۵۲۳	-۵/۳۹۴۱۳	-۵/۲۲۱۰۰۱	-۴/۱۱۹۱۹
^{1۰۹} Xe	۴/۲۱۷	۲	-۲/۷۰۸۲۸	-۳/۰۱۸۴۳	-۳/۲۹۷۱۳	-۳/۱۰۴۱۵	-۱/۸۸۶۰۶
^{1۴۴} Nd	۱/۹۰۶	۰	۲۱/۸۲۸۱۱	۲۱/۴۸۵۱	۲۱/۲۳۹۰۷	۲۱/۳۹۱۸۱	۲۴/۲۷۶۹۶
^{1۴۶} Sm	۲/۵۲۸	۰	۱۴/۸۴۹۳۱	۱۴/۵۰۴۳۴	۱۴/۲۴۵۱۳	۱۴/۴۱۱۷۳	۱۵/۳۳۱۳۲
^{1۴۷} Sm	۲/۳۱۱	۰	۱۷/۸۳۵۳۳	۱۷/۴۸۷۹۵	۱۷/۲۳۰۴۱	۱۷/۳۹۳۵۲	۱۸/۵۲۶۵۶
^{1۴۸} Gd	۳/۲۷۱	۰	۸/۴۸۷۶۱	۸/۱۴۵۵۷	۷/۸۷۷۱۸	۹/۳۷۲	۹/۳۵۱۹
^{1۵۰} Gd	۲/۸۰۹	۰	۱۳/۰۴۶۸	۱۲/۶۹۶۲۸	۱۲/۴۳۰۴۹	۱۳/۷۵۲	۱۳/۷۵۱۶۶
^{1۵۲} Gd	۲/۲۰۴	۰	۲۱/۰۷۲۰۸	۲۰/۷۰۹۷۹	۲۰/۴۴۴۸۴	۲۱/۵۳۳	۲۱/۵۳۲۲۳
^{1۵۸} W	۶/۶۱۳	۰	-۴/۴۰۵۹۳	-۴/۷۴۲۲۷	-۵/۰۳۵۱۳	-۴/۸۳۴۳۹	-۲/۸۴۴۶۶
^{1۶۱} Os	۷/۰۶۶	۰	-۵/۰۷۰۹	-۵/۴۰۹۱۳	-۵/۷۰۴۹۱	-۵/۵۰۱۷۹	-۳/۱۹۳۸۲
^{1۶۲} Os	۶/۷۶۷	۰	-۴/۱۴۸۰۹	-۴/۴۹۲۶۲	-۴/۷۹۱۵۹	-۴/۵۸۶۶۲	-۲/۶۷۷۷۸
^{1۶۳} Os	۶/۶۸۰	۰	-۳/۸۰۰۳۴	-۴/۱۴۶۰۱	-۴/۴۴۴۱۲	-۴/۲۳۹۲۱	-۲/۲۴۴۱۳
^{1۶۶} Pt	۷/۲۸۶	۰	-۵/۱۰۳۳۷	-۵/۴۴۶۶۲	-۵/۷۴۶۰۸	-۵/۵۴۰۳۴	-۳/۵۳۱۶۵
^{1۶۷} Pt	۷/۱۶۰	۰	-۴/۶۵۴۱۱	-۴/۹۹۹۹۸	-۵/۲۹۸۶۹	-۵/۰۹۴۲۹	-۳/۰۳۸۵۸
^{1۶۷} Ir	۶/۱۸۱	۰	-۱/۴۷۷۵۸	-۱/۸۳۷۲۵	-۲/۱۴۱۳۴	-۲/۷۱۹۴۷	-۰/۶۳۸۲۷
^{1۶۸} Pt	۶/۹۹۹	۰	-۴/۱۹۸۶۲	-۴/۵۴۷۰۳	-۴/۸۴۶۳۴	-۴/۶۴۱۹۴	-۲/۶۹۴۶۵
^{۱۷۱} Hg	۷/۶۶۸	۲	-۴/۹۹۸۷	-۵/۳۶۵۲۶	-۵/۶۸۰۴۵	-۵/۴۶۴۲۹	-۴/۱۵۴۹
^{۱۷۲} Hg	۷/۵۲۴	۰	-۵/۱۴۷۷۲	-۵/۴۹۵۱۷	-۵/۷۹۵۲۷	-۵/۵۸۹۸۱	-۳/۶۳۶۳۹
^{۱۷۳} Hg	۷/۳۷۸	۰	-۴/۶۴۳۷۴	-۴/۹۹۳۴۴	-۵/۲۹۳۷۷	-۵/۰۸۸۵۹	-۳/۰۹۶۹۱
^{۱۷۴} Hg	۷/۲۳۳	۰	-۴/۲۵۱۳۲	-۴/۶۰۳۲۶	-۴/۹۰۳۶۹	-۴/۶۹۸۹۳	-۲/۶۹۸۹۷
^{۱۷۸} Pb	۷/۷۹۰	۰	-۵/۲۷۴۰۲	-۵/۶۲۴۵۳	-۵/۹۲۳۳۸	-۵/۷۱۹۸۸	-۳/۶۰۲۰۶
^{۱۷۹} Pb	۷/۵۹۸	۰	-۴/۶۳۹۲۱	-۴/۹۹۲۹۷	-۵/۲۹۲۶۳	-۵/۰۸۹۱۳	-۲/۵۶۸۶۴
^{۱۸۰} Pb	۷/۴۱۹	۰	-۴/۱۴۴۵۷	-۴/۵۰۱۳۵	-۴/۸۰۲۵۲	-۴/۵۹۸۱۵	-۲/۳۸۷۲۲
^{۱۸۱} Bi	۷/۷۵۷	۱	-۴/۶۱۵۱۵	-۴/۹۷۳۰۳	-۵/۲۶۵۲۲	-۵/۰۶۹۷۸	-۱/۸۲۹۷۴
^{۱۸۱} Po	۸/۴۹۰	۵	-۴/۲۲۵۳۶	-۴/۶۸۳۷	-۵/۰۴۷۵۶	-۷/۰۸۳۲۸	-۴/۴۶۸۵۲
^{۱۸۷} Bi	۷/۷۷۹	۵	-۲/۴۸۰۸۷	-۲/۹۴۹۶۲	-۳/۳۱۲۱۶	-۳/۰۷۱۱	-۱/۴۳۱۸



^{187}Po	۷/۹۷۹	۲	-۴/۶۶۱۲۶	-۵/۰۳۴۷۹	-۵/۳۴۰۴۸	-۵/۱۳۵۰۱	-۲/۸۵۳۸۷
^{189}Bi	۷/۲۷۰	۵	-۰/۸۳۱۲۹	-۱/۳۱۱۳۶	-۱/۶۷۶۰۶	-۱/۴۳۶۵۷	-۰/۱۶۲۴۱
^{189}Po	۷/۷۰۱	۲	-۳/۸۳۷۸۵	-۴/۲۱۵۶۲	-۴/۵۲۰۲۲	-۴/۳۱۶۸۵	-۲/۴۵۵۹۳
^{211}Bi	۶/۷۵۰	۵	۰/۷۲۵۲۸	۰/۲۶۴۸۲	۰/۰۱۶۲۷	۰/۱۴۶۶۴	۲/۱۰۸۵۷
^{211}Po	۷/۵۹۵	۵	-۱/۸۷۸۵۶	-۲/۳۲۳۶۶	-۲/۵۸۰۵	-۲/۴۳۸۷۸	-۰/۲۸۷۳۵

نقش هسته پرتابه در روند پارامترسازی سدهای همجوشی (کد مقاله : ۱۴۶۹)

شهابی، فاطمه - قرائی، رضا - میری حکیم آباد، سید هاشم - رفعت متولی، لاله

دانشگاه فردوسی مشهد، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده:

مطالعه بر روی سد کولنی شکل گرفته در طول فرآیند همجوشی یون‌های سنگین یکی از زمینه‌های تحقیقاتی پرکاربرد در فیزیک هسته‌ای است. در تحقیق حاضر قصد داریم با انجام یک مطالعه سیستماتیک بر روی ۴۷۸ واکنش همجوشی شامل برخورد ۱۴ هسته پرتابه (در محدوده جرمی $40 \leq A_p \leq 1$) با هسته‌های هدف مختلف، به بررسی نقش هسته پرتابه بر روی روند پارامترسازی مشخصات سد همجوشی (شامل محل و ارتفاع سد) بپردازیم. برای محاسبه مقادیر پتانسیل برهم‌کنشی از مدل ایچ وینتر ۱۹۹۵ استفاده کرده‌ایم. برپایه تحلیل رفتار مقادیر بدست آمده محل و ارتفاع سد برحسب کمیت‌های معنادار روابط پارامترسازی شده مناسبی را برای تعیین این مقادیر ارائه داده ایم. نتایج حاصل نشان از نقش مستقیم هسته پرتابه بر روی دقت روابط پارامترسازی شده دارد. در این تحقیق در مورد نقش نقطه ای بودن پرتابه ^1H و انرژی بستگی بالای ^{40}Ca در روند پارامترسازی سدهای همجوشی نیز بحث‌هایی ارائه شده است.

کلمات کلیدی: همجوشی یون سنگین، سد کولنی، پارامترسازی سد، هسته پرتابه

Role of the projectile in the parameterization process of fusion barriers



F. Shahabi, R. Gharaei*, H. Miri-Hakimabad, L. Rafat-Motavalli
Ferdowsi University of Mashhad, Faculty of Science, Department of Physics

Abstract:

The study of the Coulomb barrier formed in the heavy ion fusion reactions is an active area of nuclear physics investigations. In the present work, a systematic study has been performed on the ${}^4\text{He}$ fusion reactions including the collision of ${}^A_Z\text{X}$ projectiles ($1 \leq A_p \leq 40$) with different targets to evaluate the role of the projectile nucleus on the parameterization process of fusion barrier characteristics (including barrier position and height). To calculate the values of the interaction potential, we have used the Aage Winther 1990 model. The obtained results reveal the direct effect of the projectile nuclei on the accuracy of the parameterized relations. In this research, discussions have been presented about the role of the ${}^1\text{H}$ projectile point and the high dependence energy of ${}^4\text{He}$ in the process of parameterization of fusion barriers.

Key words: heavy ion fusion, Coulomb barrier, barrier parameterization, projectile nucleus

۱- مقدمه:

درک فرآیند برخورد دو هسته در قالب کانال همجوشی کامل یکی از اصلی‌ترین اهداف محققین فیزیک هسته‌ای در محدوده انرژی‌های کم می‌باشد. از هر دو منظر تئوری و تجربی، دستیابی به چنین درکی به میزان قابل توجهی به آگاهی از رفتار سطح مقطع‌های همجوشی به ازای مقادیر مختلف انرژی هسته پرتابه وابسته است. از طرف دیگر نتایج رویکردهای تئوری مختلف آشکار می‌سازند که سد کولنی شکل گرفته در مقابل هسته‌های پرتابه و هدف تأثیر مستقیم بر روی این رفتار دارند [۳-۱]. این سد که با عنوان "سد همجوشی" نیز شناخته می‌شود، ناشی از رقابت میان نیروهای بلندبرد دافعه کولنی و کوتاه برد جاذبه هسته‌ای می‌باشد. محل و ارتفاع سد دو مشخصه اصلی این نوع سدها می‌باشند که به ترتیب با دو پارامتر R_B و V_B نمایش داده می‌شوند. در اختیار داشتن مدل‌های تئوری مناسب بویژه برای تعیین قدرت برهم‌کنش‌های هسته‌ای میان دو هسته در طول فرآیند همجوشی از نکات حائز اهمیت برای محاسبه مقادیر این دو پارامتر می‌باشد. با وجود عدم شناخت کافی از ماهیت نیروهای هسته‌ای، در طول دهه‌های اخیر مدل‌های متعددی برای انجام این مهم معرفی شده‌اند که از آن جمله می‌توان به مدل وابسته به انرژی-چگالی اسکریم [۴]، مدل واپیچش دوگانه [۵] و مدل تعمیم یافته قطره مایع [۶] اشاره کرد. وجود پیچیدگی در روند محاسبات رفتار شعاعی پتانسیل برهم‌کنشی واکنش‌های گوناگون و به تبع آن استخراج مقادیر مشخصات سد همجوشی به جهت تحلیل رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌های همجوشی براساس مدل‌های مذکور، لزوم انجام مطالعات سیستماتیک برای پارامترسازی سدهای همجوشی را آشکار می‌سازد.

از نقطه نظر تئوری، پارامترسازی سد همجوشی به فرآیندی اطلاق می‌شود که در طی آن رفتار مقادیر بدست آمده پارامترهای R_B و V_B به صورت تابعی از کمیت‌های معنادار وابسته به جرم و عدد اتمی هسته‌ها مورد ارزیابی قرار می‌گیرد. در صورت وجود وابستگی‌های خطی و یا حتی غیرخطی منظم، تلاش خواهد شد روابط مناسبی برای چنین رفتارهایی ارائه شود که در اصطلاح "روابط پارامترسازی شده" و یا "فرمول‌های جیبی" نامیده می‌شوند. علاوه بر رهایی از پیچیدگی‌های محاسباتی مدل‌های پتانسیل که بعضاً بسیار زمان‌بر نیز هستند، امکان پیش‌بینی مقادیر محل و ارتفاع سد همجوشی برای نواحی جرمی ناشناخته از دیگر جنبه‌های مهم و پرکاربرد دستیابی به چنین روابطی است. محققان در طول سال‌های اخیر مطالعات متعددی



در زمینه پارامترسازی سدهای کولنی شکل گرفته در واکنش‌های همجوشی یون سنگین انجام داده‌اند. این مطالعات در نواحی جرمی مختلف انجام شده است. به‌عنوان نمونه، می‌توان به تحقیقی که در سال ۲۰۱۸ بر روی واکنش‌های همجوشی با هسته‌های مرکب سنگین (ناحیه جرمی آکتیندها با $103 \leq Z \leq 89$) صورت گرفته اشاره کرد [۷]. در ارتباط با پارامترسازی سدهای همجوشی در محدوده جرمی هسته‌های برهم‌کنشی کاملاً سبک ($1 \leq Z \leq 20$) نیز می‌توان به تحقیقی که در سال ۲۰۱۹ توسط مانجوناتا و همکارانش انجام شده اشاره کرد [۸]. تمرکز بر روی پارامترسازی سدهای همجوشی در واکنش‌های شامل پرتابه‌های ثابت یکی دیگر از زمینه‌های علاقه‌مندی محققان در سال‌های اخیر بوده است. از نخستین تحقیقاتی که در این راستا صورت گرفته است می‌توان به معرفی روابط پارامترسازی شده برای محل و ارتفاع سد همجوشی در واکنش‌های شامل پرتابه‌های پروتون و هلیوم برپایه نسخه‌های مختلف پتانسیل مجاورت اشاره کرد [۹]. نتایج بدست آمده در آن تحقیق آشکار می‌سازد که مقادیر پارامترسازی شده مشخصات سد همجوشی ناشی از نسخه اصلی پتانسیل مجاورت همخوانی قابل قبولی با داده‌های آزمایشگاهی متناظر دارند. مطالعات در این راستا، در سال ۲۰۱۶ برپایه استفاده از روش‌های غیرمستقیم پارامترسازی مقادیر R_B و V_B با استفاده از سه مدل تأیید شده AW^{95} ، $Bass^{80}$ و $Prox^{2010}$ ادامه یافت [EPJA]. در تحقیق حاضر با هدف دستیابی به نقش هسته‌های پرتابه در روند پارامترسازی سدهای همجوشی، تلاش خواهیم کرد محدوده جرمی این هسته‌ها را نسبت به مطالعات گذشته گسترش دهیم. برای دستیابی به این هدف تعداد ۴۷۸ واکنش‌های همجوشی شامل ترکیب ۱۴ پرتابه (پروتون به‌عنوان سبک‌ترین و ^{40}Ar به‌عنوان سنگین‌ترین پرتابه) با هسته‌های هدف گوناگون را برگزیدیم. برای انجام محاسبات مربوط به پتانسیل‌های برهم‌کنشی از مدل مورد تأیید [۱۰] ایچ وینتر ۱۹۹۵ (AW^{95}) بهره گرفتیم.

۲- روش کار:

هدف از انجام تحقیق حاضر تعیین نقش هسته‌های پرتابه در روند پارامترسازی سدهای همجوشی می‌باشد. برای دستیابی به این هدف تلاش کرده‌ایم با بهره‌گیری از ۴۷۸ سیستم همجوشی مختلف شامل ۱۴ پرتابه در محدوده جرمی $1 \leq A_p \leq 40$ مطالعه‌ای جامع را انجام دهیم. لیست پرتابه‌های انتخابی، به همراه تعداد واکنش‌ها و محدوده جرمی هسته‌های هدف آنها در جدول ۱ ارائه شده‌اند.

جدول ۱: پرتابه‌های انتخابی به همراه تعداد واکنش‌های مورد بررسی و محدوده عدد اتمی هسته‌های هدف.

پرتابه	تعداد واکنش	محدوده عدد اتمی اهداف
^1H	۲۳	$23 \leq Z_T \leq 52$
^4He	۲۹	$20 \leq Z_T \leq 94$
^6Li	۲۷	$4 \leq Z_T \leq 92$
^9Be	۲۲	$4 \leq Z_T \leq 92$
^{11}B	۱۴	$5 \leq Z_T \leq 95$
^{12}C	۵۴	$3 \leq Z_T \leq 93$
^{14}N	۲۴	$4 \leq Z_T \leq 92$
^{16}O	۸۴	$4 \leq Z_T \leq 96$
^{19}F	۲۹	$4 \leq Z_T \leq 93$
^{20}Ne	۳۰	$6 \leq Z_T \leq 92$
^{28}Si	۲۷	$6 \leq Z_T \leq 82$
^{32}S	۵۲	$6 \leq Z_T \leq 92$



^{35}Cl	۲۵	$6 \leq Z_T \leq 92$
^{40}Ar	۳۸	$6 \leq Z_T \leq 92$

۱-۲- محاسبه پتانسیل برهم‌کنشی

با فرض صفر بودن تکانه زاویه‌ای l ، پتانسیل برهم‌کنشی میان دو هسته در طول فرآیند همجوشی به صورت مجموع دو بخش کولنی و هسته‌ای تعریف می‌گردد. در ساده‌ترین حالت بخش کولنی را می‌توان به شکل $V_C(r) = Z_1 Z_2 e^2 / r$ تعریف کرد که در آن Z_i نماینده تعداد پروتون‌های هسته‌های پرتابه و هدف می‌باشد. برای تعیین بخش هسته‌ای از مدل پتانسیل AW^{95} بهره گرفته‌ایم که فرمی وودس-سکسونی دارد،

$$V_N^{AW95}(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right)} \quad (1)$$

که در این رابطه V_0 ، R_0 و a به ترتیب نشان‌دهنده عمق پتانسیل، پارامترهای شعاع و پخشیدگی سطح می‌باشند. لازم به ذکر است که تعاریف این سه پارامتر در مراجعی نظیر [۱۰] ارائه شده‌اند. پس از محاسبه پتانسیل برهم‌کنشی کل برپایه رویکردهای مذکور، مقادیر مکان و ارتفاع سد همجوشی در هر یک از واکنش‌های انتخابی از طریق روابط ذیل قابل محاسبه خواهند بود،

$$\left. \frac{dV_T(r)}{dr} \right|_{r=R_B^{\text{theor}}} = 0; \quad \text{and} \quad \left. \frac{d^2V_T(r)}{dr^2} \right|_{r=R_B^{\text{theor}}} \leq 0 \quad (2)$$

که در آن R_B^{theor} محل سد حاصل از مدل تئوری می‌باشد.

۲-۲- پارامترسازی سد همجوشی

همانگونه که در بخش‌های قبل نیز بدان اشاره شده بود، پارامترسازی سدهای همجوشی به معنای فرمول‌بندی رفتار مقادیر R_B و V_B حاصل از یک مدل پتانسیل نظیر AW^{95} برحسب کمیت‌های فیزیکی معنادار می‌باشد. در تحقیق حاضر روند تغییرات مقادیر بدست آمده برای این دو پارامتر را به ترتیب به صورت تابعی از $\langle r_1^2 \rangle^{1/2} + \langle r_2^2 \rangle^{1/2}$ و $\frac{Z_1 Z_2}{\langle r_1^2 \rangle^{1/2} + \langle r_2^2 \rangle^{1/2}}$ مورد ارزیابی قرار داده‌ایم. در اینجا برای تعیین مقادیر شعاع $\langle r_i^2 \rangle^{1/2}$ از تعریف زیر بهره گرفته‌ایم،

$$\langle r_{1(2)}^2 \rangle^{1/2} = \left[\frac{\int_0^\infty \rho_{1(2)}(r) r^4 dr}{\int_0^\infty \rho_{1(2)}(r) r^2 dr} \right]^{1/2} \quad (3)$$

که در آن $\rho_{1(2)}(r)$ توابع توزیع چگالی هسته‌های برهم‌کنشی است. جزئیات بین مرجع [۱۱] ارائه شده است. بعد از ارائه روابط پارامترسازی مناسب برای سدها می‌توان از طریق روابط ذیل مورد ارزیابی قرار داد،

$$\Delta R_B(\%) = \frac{R_B^{\text{par}} - R_B^{\text{exact}}}{R_B^{\text{exact}}} \times 100 \quad \Delta V_B(\%) = \frac{V_B^{\text{par}} - V_B^{\text{exact}}}{V_B^{\text{exact}}} \times 100 \quad (4)$$

همانگونه که مشاهده می‌شود این روابط درصد اختلاف نسبی میان مقادیر پارامترسازی شده محل و ارتفاع سد همجوشی را با آنهایی که به صورت دقیق از مدل پتانسیل بدست می‌آیند را تعیین می‌کنند.

۳. نتایج:

در گام نخست از محاسبات این پژوهش، مقادیر پتانسیل برهم‌کنشی را برای تمامی سیستم‌های همجوشی انتخابی برپایه مدل پتانسیل AW^{95} محاسبه کرده‌ایم. سپس مقادیر محل و ارتفاع سد همجوشی را با استفاده از رابطه (۲) تخمین زده‌ایم. نتایج حاصل را به ترتیب به صورت تابعی از $\langle r_1^2 \rangle^{1/2} + \langle r_2^2 \rangle^{1/2}$ و $\frac{Z_1 Z_2}{\langle r_1^2 \rangle^{1/2} + \langle r_2^2 \rangle^{1/2}}$ در شکل‌های ۱ و ۲ برای واکنش‌های همجوشی شامل پرتابه‌های ^1H ، ^4He ، ^{12}C ، ^{16}O ، ^{35}Cl و ^{40}Ar به عنوان نمونه رسم کرده‌ایم. نتایج بدست آمده حاکی از آن



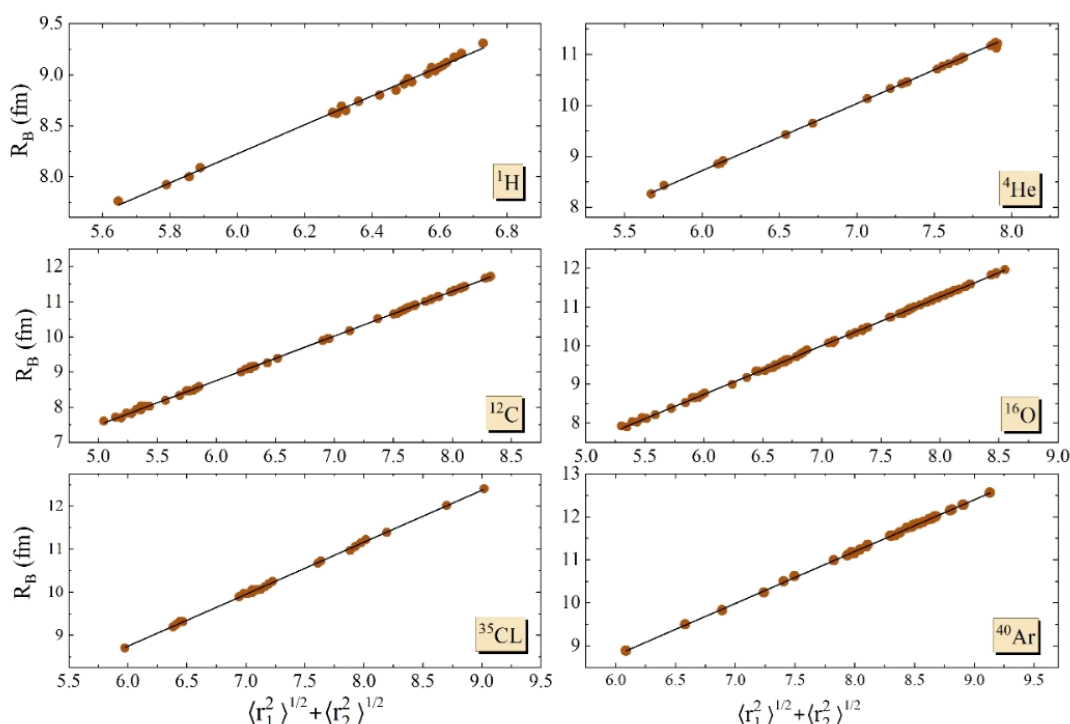
است که مقادیر بدست آمده R_B و V_B برحسب کمیت‌های مذکور از یک روند خطی و صعودی تبعیت می‌کنند. برای فرمول‌بندی رفتارهای مشاهده شده، روابط ذیل را پیشنهاد می‌دهیم،

$$R_B^{Par.} = \alpha (\langle r_1^2 \rangle^{1/2} + \langle r_2^2 \rangle^{1/2}) + \beta \quad (5)$$

$$V_B^{Par.} = \alpha' \left(\frac{Z_1 Z_2}{\langle r_1^2 \rangle^{1/2} + \langle r_2^2 \rangle^{1/2}} \right) + \beta' \quad (6)$$

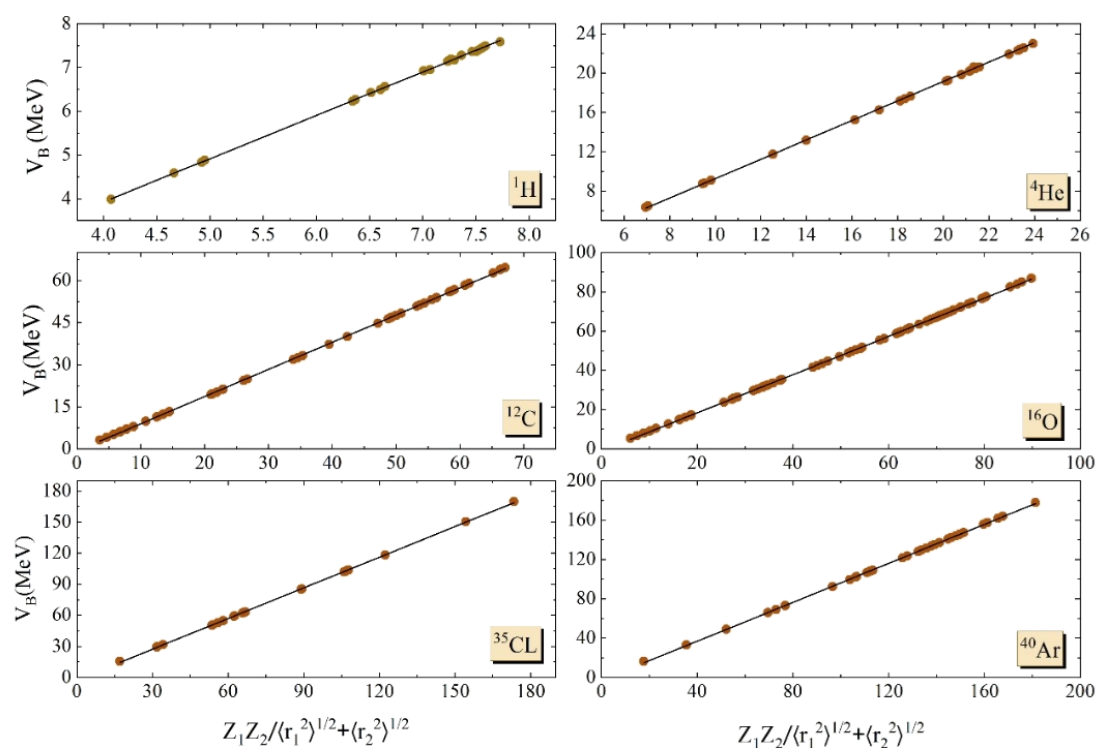
که مقادیر بدست آمده برای شیب و عرض از مبدا خطوط برازش شده محل سد به ترتیب در بازه‌های $1.42 \leq \alpha \leq 1.20$ و $1.56 \leq \beta \leq 0.32$ قرار دارند. حال آنکه مقادیر مذکور برای پارامترسازی ارتفاع‌های سد همجوشی به ترتیب در بازه‌های $0.9908 \leq \alpha' \leq 0.9906$ و $-0.38 \leq \beta' \leq -2.88$ قرار دارند. برای بررسی اعتبار روابط معرفی شده، برپایه رابطه (۴) مقادیر درصد اختلاف نسبی $\Delta R_B(\%)$ و $\Delta V_B(\%)$ را محاسبه کرده‌ایم. نتایج حاصل در شکل‌های ۳ و ۴ برای چند پرتابه نامبرده شده نمایش داده شده‌اند.

همانگونه که مشاهده می‌شود اختلاف نسبی میان مقادیر پارامترسازی شده و دقیق محل سد برای پرتابه‌های مختلف در محدود $\pm 1\%$ درصد قرار دارند که حاکی از کیفیت قابل قبول رابطه پیشنهادی (۵) می‌باشند. در تحلیل نتایج بدست آمده $\Delta V_B(\%)$ باید اشاره کنیم که به نظر می‌رسد شرایط همخوانی میان مقادیر پارامترسازی شده و دقیق ارتفاع سد همجوشی برای واکنش‌های شامل پرتابه‌های پروتون و هلیوم با سایر پرتابه‌ها متفاوت است. در حقیقت، مشاهده می‌شود مادامیکه نتایج بدست آمده برای $\Delta V_B(\%)$ حاصل از مدل AW^{95} را براساس هسته‌های پرتابه تفکیک می‌کنیم، به استثنای پرتابه‌های p و ${}^4\text{He}$ ، دقت رابطه پیشنهادی (۶) در تعیین مقادیر ارتفاع سد همجوشی برای محدود هسته‌های هدف سبک به نسبت هسته‌های سنگین کمتر است. هر چند تا حدودی قابل پیش‌بینی است که نقطه‌ای بودن پروتون و انرژی بستگی قابل توجه ${}^4\text{He}$ شرایط متفاوتی را برای نتایج این دو پرتابه نسبت به سایر پرتابه‌ها رقم بزند، اما دستیابی به نتیجه قطعی در این راستا نیازمند انجام مطالعات بیشتر است که در پژوهش‌های آتی به آن خواهیم پرداخت.

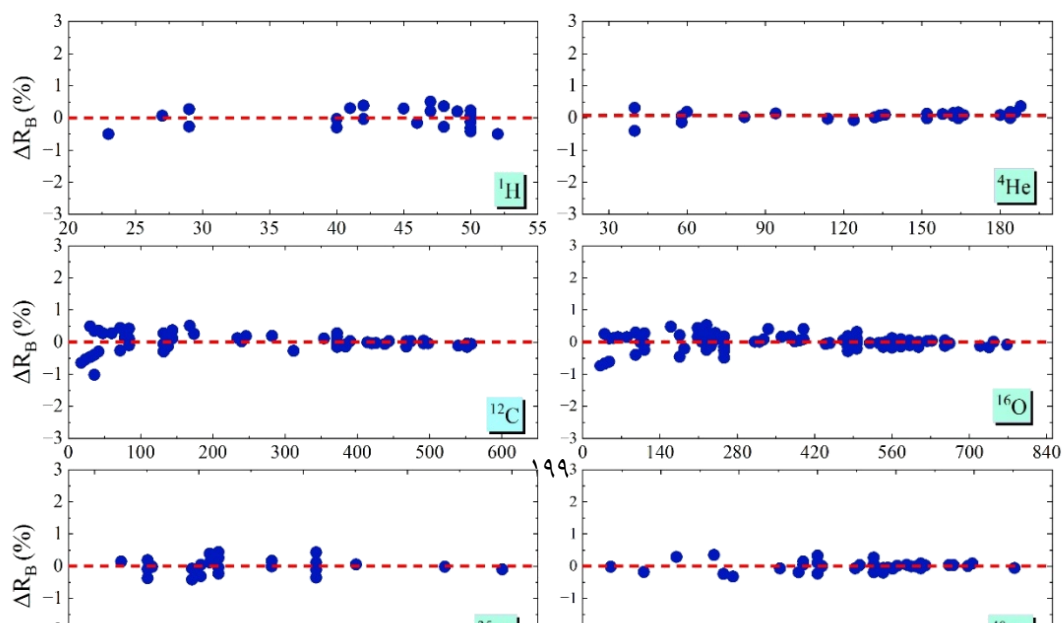




شکل ۱: رفتار مقادیر R_B در واکنش‌های شامل پرتابه‌های ^1H ، ^4He ، ^{12}C ، ^{16}O ، ^{35}Cl و ^{40}Ar .

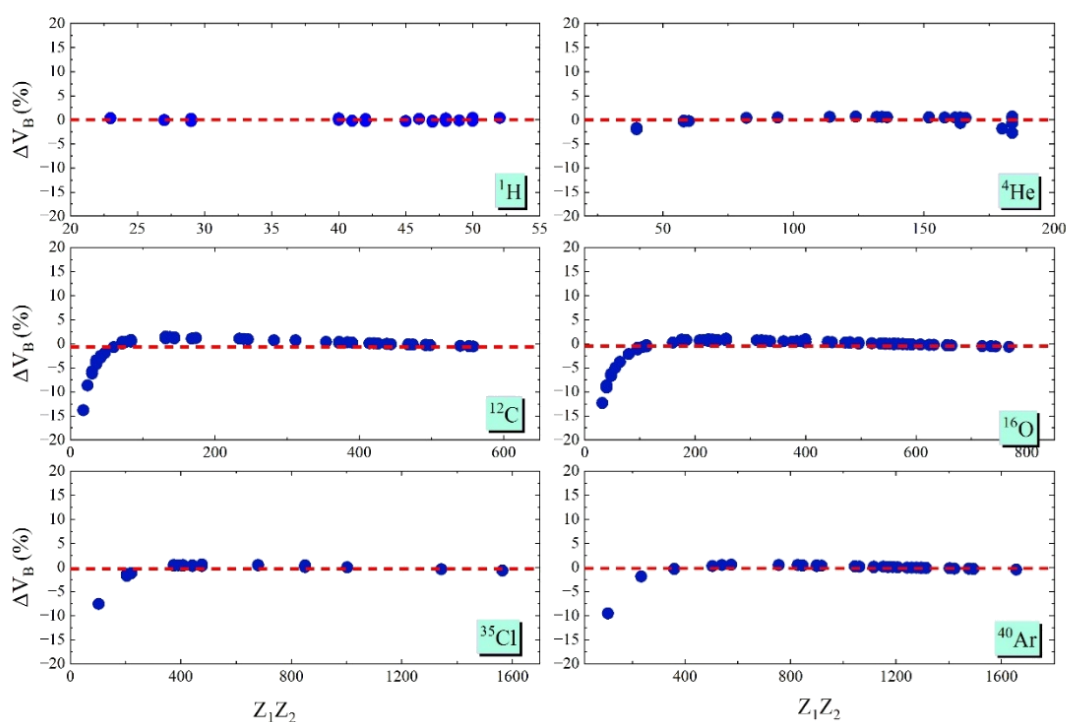


شکل ۲: مشابه شکل ۱ اما برای مقادیر بدست آمده ارتفاع سد همجوشی.





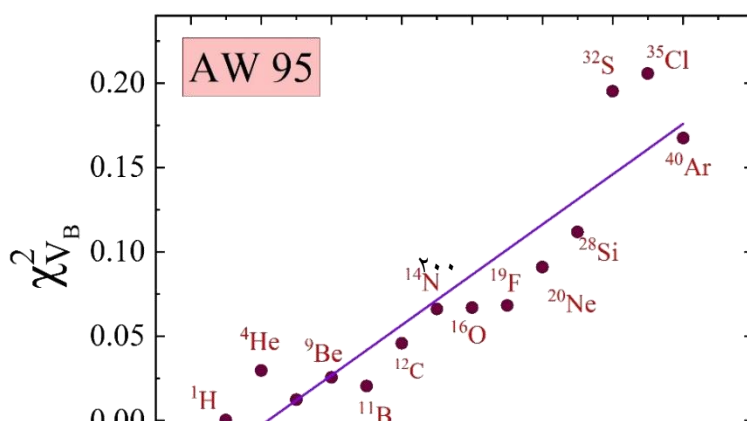
شکل ۳: درصد اختلاف میان مقادیر پارامترسازی شده و دقیق محل سد در واکنش‌های با ۶ پرتابه دلخواه.



شکل ۴: درصد اختلاف میان مقادیر پارامترسازی شده و دقیق محل سد در واکنش‌های با ۶ پرتابه دلخواه.

۴. بحث و نتیجه گیری:

در تحقیق حاضر به بررسی نقش هسته پرتابه بر روی روند پارامترسازی مشخصات سد همجوشی در ۴۷۸ واکنش مختلف پرداختیم. مشاهده شد روابط پیشنهادی برای فرمول‌بندی رفتار مقادیر R_B و V_B از دقت قابل قبولی برخوردارند. برای اینکه نقش هسته‌های پرتابه بر روی روند پارامترسازی ارتفاع سدهای همجوشی بهتر مشخص شود، در شکل ۵ مقادیر χ^2 را به صورت تابعی از عدد اتمی ۱۴ هسته پرتابه انتخابی رسم کرده‌ایم.





شکل ۵: روند تغییرات مقادیر پارامتر χ^2 (رابطه ۷) برای هسته‌های پرتابه مختلف.

خاطر نشان می‌شود که این مقادیر از طریق رابطه زیر قابل محاسبه می‌باشند،

$$\chi^2 = \frac{1}{m} \sum_{n=1}^m [V_B^{\text{Par.}} - V_B^{\text{Theor.}}]^2 \quad (7)$$

به نظر می‌رسد بدون محدودیت در انتخاب هسته‌های هدف، با افزایش جرم هسته‌سی پرتابه نسبت به جرم هسته‌ی پرمبرساری کاهش می‌یابد. با این وجود، اختلافات مشاهده شده در نواحی هسته‌های سبک که با بزرگتر شدن هسته‌های پرتابه افزایش می‌یابد اهمیت بررسی اثرات عدم تقارن در روند پارامترسازی سدهای همجوشی را آشکار می‌سازد.

۵. مراجع:

- [۱] XiaoJun Bao, Guang Jin Li, Nucl. Phys. A ۱۰۳۹, ۱۲۲۷۳۹ (۲۰۲۳).
- [۲] V. Yu. Denisov, I. Yu. Sedykh, Eur. Phys. J. A ۵۵, ۱۵۳ (۲۰۱۹).
- [۳] Shilpa Rana, M. Bhuyan, S. K. Patra, Raj Kumar, Phys. Rev. C ۱۰۹, ۰۴۴۶۱۳ (۲۰۲۴).
- [۴] D. Vautherin and D. M. Brink, Phys. Rev. C ۵, ۶۲۶ (۱۹۷۲).
- [۵] D. T. Khoa and G. R. Satchler, Nucl. Phys. A ۶۶۸, ۳ (۲۰۰۰).
- [۶] J Mignen, G Royer, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. ۱۶, L۲۲۷ (۱۹۹۰).
- [۷] H.C. Manjunatha, K.N. Sridhar, Nucl. Phys. A ۹۷۱, ۸۳ (۲۰۱۸).
- [۸] H. C. Manjunatha, K. N. Sridhar, Indian J Phys. ۹۵, ۹۳۵ (۲۰۲۱).
- [۹] R. Kumari, S. Kaur, Chin. Phys. Lett. ۳۱, ۱۱۲۵۰۱ (۲۰۱۴).
- [۱۰] I. Dutt and R. K. Puri, Phys. Rev. C ۸۱, ۰۶۴۶۰۹ (۲۰۱۰).
- [۱۱] G. L. Zhang, M. Pan, Inter. J Mod. Phys. E ۲۵, ۱۶۵۰۰۸۲ (۲۰۱۶).



بررسی تغییرات گشتاور چهار قطبی الکتریکی زنجیره ایزوتوپی $(_{68}^{160-170}\text{Er})$ با استفاده از دو مدل لایه‌ای و اندرکنش بوزونی (کد مقاله : ۱۴۷۰)

تاتاری، تیمور^۱ - صبری، هادی^۱

^۱. دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک هسته‌ای

چکیده:

در این مقاله تغییرات گشتاور چهار قطبی الکتریکی برای تعیین هسته‌های مستعد قرار گرفتن در ناحیه گذار فاز کوانتومی در زنجیره ایزوتوپی Er مورد بررسی قرار گرفته است. بدین منظور مقدار احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی با استفاده از دو مدل لایه‌ای و اندرکنش بوزونی در قالب حد دینامیکی $SU(3)$ محاسبه و سپس گشتاور چهار قطبی الکتریکی متناظر برای هسته‌های این زنجیره ایزوتوپی تعیین گردیده است. نتایج حاصل انطباق مناسب پیش بینی‌های مدل اندرکنش بوزونی را برای گذار $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ نشان می‌دهد. همچنین بررسی تغییرات گشتاور چهار قطبی الکتریکی در این زنجیره بر حسب نسبت انرژی $R_{4/2}$ ، هسته $_{68}^{162}\text{Er}$ را به عنوان گزینه قرار گرفتن در ناحیه گذار فاز کوانتومی بین دو حد دینامیکی $SU(3)$ و نقطه بحرانی $X(5)$ نشان می‌دهد. با مقایسه مشاهده پذیر یا کمیت قابل اندازه‌گیری گشتاور چهار قطبی الکتریکی متناظر برای هسته‌های این زنجیره ایزوتوپی که از نشانه‌های اصلی خروج از حالت کروی هسته‌ها می‌باشد، می‌توانیم در مورد ترکیب شکل تقارن هسته‌های این زنجیره ایزوتوپی بحث کنیم.

کلمات کلیدی: مدل لایه‌ای، مدل اندرکنش بوزونی، احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی، گذار فاز کوانتومی

Investigation on the variations of the using electric quadrupole moments in the $68160 - 170\text{Er}$ isotopic chain by shell model and interacting boson model

Tatari, Teymur^{۱*}, Sabri, Hadi^۱

^۱. Tabriz university, Faculty of Physics, Nuclei. Physic. Dept

Abstract:

In this paper, the variations of the electric quadrupole moments are investigated to identify the nuclei which are the candidates to locate in the quantum phase transition region within the isotopic chain of Er. To this end, the electric quadrupole transition. probabilities are calculated using both the shell model and the interacting boson model within the $SU(3)$ dynamical limit.



Subsequently, the corresponding electric quadrupole moment for the nuclei in this isotopic chain is determined. The obtained results demonstrate a good agreement between the predictions of the interacting boson model for the $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ the transition probabilities. Moreover, the analysis of electric quadrupole moments variations in this isotopic chain as a function of the energy ratio R_{E2} suggests that $^{181,182}\text{Er}$ nuclei are candidate for being in the quantum phase transition region between the $SU(3)$ dynamical limit and the $X(5)$ critical point. By comparing the observable or measurable quantity of the electric quadrupole moment corresponding to nuclei of this isotopic chain, which is one of the main indicators of deviation from a spherical shape, we can discuss the shape symmetry composition of the nuclei in this isotopic chain.

Key words: (Shell Model, Interaction Boson Model (IBM), Electric Quadrupole Transition Probability, Quantum Phase Transition)

۱ - مقدمه:

گشتاور چهار قطبی الکتریکی^{۸۸} پارامتری است که شکل مؤثر توزیع بار هسته‌ای را توصیف می‌کند. با محاسبه گشتاور چهار قطبی الکتریکی می‌توانیم به درک بهتری از ویژگی‌های ساختاری هسته‌ها و رفتار آنها در حالت‌های برانگیخته و گذارهای انرژی دست یابیم. مطالعه هسته‌های تغییر شکل یافته، وابستگی تعداد نوترون‌ها به اثرات جفت شدگی و انتقال گاما با اندازه حرکت ۲ واحدی از اهمیت مطالعه این کمیت است. مطالعات مختلفی با استفاده از تغییرات این مشاهده پذیر یعنی گشتاور چهار قطبی الکتریکی جهت تعیین پدیده گذار فاز کوانتومی^{۸۹} و همچنین تعیین هسته‌های مستعد نقطه بحرانی^{۹۰} گذار فاز کوانتومی انجام شده است [۱،۲]. برای تعیین مقدار گشتاور چهار قطبی الکتریکی باید مفهوم احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی برای ترازهای مختلف تعیین و سپس مقدار این کمیت در هر تراز تعیین گردد. برای تعیین احتمال گذار روش‌های مختلفی وجود دارد که مدل لایه‌ای^{۹۱} به دلیل استفاده از اعداد کوانتومی متناظر با اندازه حرکت مداری و مدل اندرکنش بوزونی^{۹۲} به دلیل امکان توصیف بر پایه شکل هسته قابل استفاده می‌باشد. در این مطالعه از هر دو مدل جهت تعیین مقدار احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی استفاده شده است [۳]. زنجیره ایزوتوپی Er در ناحیه جرمی بین دو لایه پروتونی بسته $Z=50$ و $Z=82$ واقع شده است. این هسته‌ها به دلیل وجود تعداد نوکلئون قابل توجه بیرون لایه بسته نشانه‌های خروج از حالت کروی را از خود نمایش داده و لذا می‌توان از مفهوم گشتاور چهار قطبی برای بررسی تغییرات خروج از حالت کروی در چنین هسته‌هایی استفاده کرد. در این

Electric Quadrupole Moment^{۸۸}

Quantum Phase^{۸۹}

Critical Point^{۹۰}

Shell Model^{۹۱}

Interacting Boson Model^{۹۲}



مطالعه برای تعیین آن دسته از هسته‌هایی که رفتار متفاوت نسبت به سایر هسته‌های زنجیره ایزوتوپی از خود نمایش می‌دهند از کمیت گشتاور چهار قطبی استفاده کردیم [۴].

۲- روش کار:

گشتاور چهار قطبی الکتریکی به عنوان کمیتی که بر پایه میزان انتقال تکانه و لذا خروج از حالت کروی هسته امکان پیش‌بینی و پیشنهاد شکل فضایی توزیع بار هسته‌ها را ممکن می‌سازد بر پایه قرار گرفتن نوکلئون‌ها در باند دورانی و تراز دارای تکانه مشخص مقادیر متفاوتی را دارد این کمیت به صورت

$$Q_2 = Q_0 \frac{3K^2 - L(L+1)}{(L+1)(2L+3)} \quad (1)$$

تعریف می‌شود [۵]. در رابطه (۱)، K معرف باند دورانی و L اندازه حرکت مداری هسته را نشان می‌دهد همچنین Q بیانگر گشتاور چهار قطبی ذاتی هسته‌ها می‌باشد که این کمیت از رابطه

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5}\pi} eZR^2 \beta_2 \left\{ 1 + \pi^2 \left(\frac{\alpha}{R} \right)^2 + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_2 \right\}, \quad (2)$$

به دست می‌آید در رابطه (۲) برای محاسبه گشتاور ذاتی هسته‌ها Z بیانگر عدد اتمی یا تعداد پروتون و θ مقدار بار الکترون و R شعاع هسته را نشان می‌دهد. در این رابطه برای محاسبه Q_0 باید مقدار کمیت β_2 را به دست آوریم. β_2 معرف پارامتر تغییر شکل هسته می‌باشد که طبق رابطه

$$\beta_2 = \frac{(4\pi/3 Z R_0^2) [\beta(E2)]^2}{e}, \quad (3)$$

به دست می‌آید [۵]. در رابطه (۳) برای محاسبه مقدار پارامتر تغییر شکل باید مقدار کمیت $B(E2)$ را به دست آوریم. این کمیت معرف احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی می‌باشد. احتمال گذارهای چهار قطبی الکتریکی به عنوان مهم‌ترین مشاهده پذیر برای بررسی توانایی پیش‌بینی مدل‌های هسته‌ای در خصوص تابع موج حالت‌های مختلف فرض می‌شود مؤلفه ماتریس احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی در مدل لایه‌ای به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$M_{fi}(M_f, M_i) = (-1)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & \lambda & J_i \\ -M_f & \mu & M_i \end{pmatrix} \langle J_f M_f \Sigma | O_{\lambda\mu} | J_i M_i \Sigma \rangle, \quad (4)$$



در رابطه (۱) $J_i M_i \Sigma$ و $J_f M_f \Sigma$ توابع موج نهایی و اولیه و $O_{\lambda\mu}$ قسمت هسته‌ای عملگر گذار است. مقدار چشم‌داشتی کمیت احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی مرتبه 2^λ با رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود:

$$\left\langle J_f m_f \xi \left| \sum_{K=1}^{\lambda} e(k) r_k^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\theta_k, \phi_k) \right| U_i M_i \xi \right\rangle = \left\langle j_f m_f \left| e r^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right| j_i m_i \right\rangle, \quad (5)$$

همچنین در این مدل احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی مرتبه 2^λ طبق رابطه زیر بیان می‌شود:

$$B_w(E\lambda) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{r_0}{\lambda + 1} \right)^{\lambda} (1.2)^{\lambda} A^{2\lambda/3} e^2 \cdot \text{fm}^2, \quad (6)$$

که این مقدار اغلب به عنوان واحدی برای گذار $E\lambda$ به کار می‌رود [۶،۷]. فرمول کلی وایسکوف^{۹۳} برای محاسبه گذار چهار قطبی الکتریکی به صورت زیر است:

$$B(E2) = \left(\frac{1.2 \times 10^2 e^2 R^4}{h} \right)^{\lambda} \times \left(\frac{E_{\gamma}}{1 \text{ MeV}} \right)^4, \quad (7)$$

که در آن که در آن $E\lambda$ انرژی فوتون گامای منتشر شده (به مگا الکترون ولت) است. R شعاع هسته است که معمولاً به صورت تقریبی برابر است با:

$$R = 1.2 A^{\frac{1}{3}} \text{ fm}, \quad (8)$$

A عدد جرمی هسته، e بار الکتریکی الکترون (بار بنیادی) و h ثابت کاهش یافته پلانک می‌باشد. رابطه (۴) یک تخمین از مقادیر گذار چهار قطبی الکتریکی در واحدهای وایسکوف است و به عنوان یک مقیاس مرجع برای بررسی گذارهای هسته‌ای به کار می‌رود. رابطه‌ی کلی محاسبه احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی در مدل لایه‌ای به صورت زیر است:

$$\frac{\text{Ln} 2}{T_{\frac{1}{2}}} = 1.23 \times 10^8 \times (E\delta)^5 \times B(E_2), \quad (9)$$

که در رابطه (۶) با جایگذاری $\text{Ln} 2 T_{\frac{1}{2}}$ و $E\delta$ احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی را می‌توان به دست آورد.



عملگر گذار در مدل اندرکنش بوزونی در نوع sd به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\hat{T}_{\mu}^{(E_2)} = q_2 [\hat{d}^{\dagger} \times \tilde{s} + \tilde{s}^{\dagger} \times \hat{d}]_{\mu}^{(2)} + q_2' [\hat{d}^{\dagger} \times \tilde{d}]_{\mu}^{(2)}, \quad (10)$$

که در آن q_2 بار چهار قطبی مؤثر و q_2' یک ضریب بدون بعد می‌باشد و $s^{\dagger}(d^{\dagger})$ عملگرهای خلق بوزون ($d(s)$ هستند. نسبت‌های گذار چهار قطبی الکتریکی کاهش یافته بین حالات $I_i \rightarrow I_f$ با رابطه زیر بیان می‌شود:

$$B(E2; I_f \rightarrow I_i) = \frac{|\langle I_f || T(E2) || I_i \rangle|^2}{2I_i + 1}, \quad (11)$$

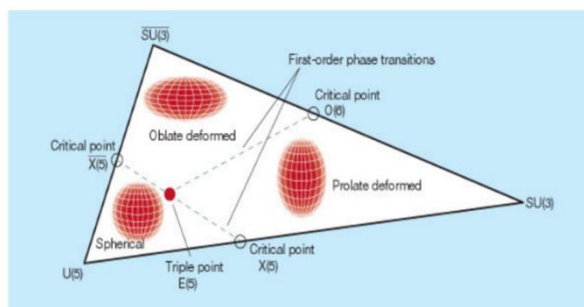
در محاسبه احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی زنجیره ایزوتوپی اریوم از ۱۶۰ تا ۱۷۰ سه نوع گذار داریم که برای هر گذار به ترتیب روابط به صورت زیر تعریف می‌شود [۸].

$$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = \alpha_2^2 \frac{1}{5} N(2N + 5), \quad (12)$$

$$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = \alpha_2'^2 \frac{1}{6} (N + \mu)(2N + N + 1), \quad (13)$$

$$B(E2; 6_1^+ \rightarrow 4_1^+) = \alpha_2''^2 \frac{1}{8} (N + \mu)(N + (N - 3)^2 + 2), \quad (14)$$

اطلاعات به دست آمده نشانه‌های متعدد از حرکت‌های تجمعی را در هسته‌های واقع در ناحیه جرمی $50 < Z < 82$ نشان می‌دهد هسته‌های پیرامون لایه بسته $Z=50$ از تقارن‌های دینامیکی $E(5)$ و هسته‌های واقع در حوالی لایه بسته $Z=82$ در قالب $O(6)$ و $Z(5)$ طبقه‌بندی می‌شوند. همچنین هسته‌های متمرکز در ناحیه بینابین این دو لایه بسته با اشاره از $X(5)$ ارزیابی می‌شود.





شکل ۱. مثلث ریچارد-کاستن^{۹۴} نمایش سه گانه مدل اندرکنش بوزونی [۴].

۳ - نتایج:

در این مطالعه ابتدا مقادیر احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی را برای زنجیره ایزوتوپی انتخابی در هر دو مدل لایه‌ای و اندرکنش بوزونی در قالب حد دینامیکی $SU(3)$ محاسبه و سپس گشتاور چهار قطبی الکتریکی متناظر برای هسته‌های این زنجیره ایزوتوپی را به دست آوردیم. اولاً نتایج حاصل از اختلاف مقادیر محاسبه شده و تجربی احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی یعنی (σ) انطباق مناسب پیش‌بینی‌های مدل اندرکنش بوزونی را برای گذار $(2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ نسبت به مدل لایه‌ای نشان می‌دهد همچنین با بررسی تغییرات گشتاور چهار قطبی الکتریکی در این زنجیره ایزوتوپی بر حسب نسبت انرژی $R_{\frac{2}{2}}$ وجود یک سری رفتار متفاوت را در هسته ^{162}Er پی بردیم که نشان می‌دهد این هسته را می‌توان به عنوان گزینه قرار گرفتن در ناحیه فاز کوانتومی بین دو حد دینامیکی $SU(3)$ و نقطه بحرانی $X(5)$ قرار داد.

ایزوتوپ	گذار	$B(E2)_{E_2}$	$B(E2)_{shell\ mc}$	$B(E2)_{lb}$	$Q_{2_{shell\ mod}}$	$Q_{2_{lbm}}$	$ \sigma_{shell\ mode} $	$ \sigma_{lbm} $	$R_{\frac{2}{2}}$
Er^{160}	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	۱۶۶.۷	۳۷۰.۲	۱۷۱.۳	۰.۲۹۱	۰.۱۳۲	۲۰.۳۵	۴.۶	۳.۱
	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	۲۴۰.۶	۵۸۰.۶	۱۸۲.۱	۰.۳۴۳	۰.۱۵۸	۳۳۹.۵	۵۸.۸۱	
	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	۲۶۲.۱۵	۷۸۴.۲	۳۵۰.۶	۰.۶۱۱	۰.۲۹۱	۵۲۲	۸۸.۴۵	
Er^{162}	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	۱۹۱	۷۶.۷	۱۹۱	۰.۶۳۷	۰.۳۴۳	۱۱۴.۳		۳.۲۳
Er^{164}	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	۲۱۸.۷	۱۱۸.۱	۲۲۸	۰.۹۸۷	۰.۱۸۵	۱۰۰.۶	۹.۳	۳.۲۸
	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	۲۵۸.۲۶	۵۱۳.۲	۲۴۷.۶	۰.۴۲۴	۰.۲۱۱	۲۵۴.۹۴	۱۰.۶۶	
Er^{166}	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	۲۱۴.۱	۱۷۳.۵	۲۰۰.۴	۰.۱۵۸	۰.۱۵۸	۴۰.۶	۱۳.۷	۳.۲۸
	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	۳۱۱.۲	۶۸۷.۲	۲۱۹.۵	۰.۵۵۷	۰.۱۸۵	۳۷۶	۹۱.۷	
	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	۳۴۷.۴۵	۱۸۳.۴	۵۷۶.۲	۰.۱۳۲	۰.۴۷۷	۱۶۴.۰۵	۲۲۸.۷۵	



Er^{168}	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	۲۱۳.۴	۲۱۴.۱	۲۰۷.۲	۰.۱۸۵	۰.۱۸۵	۰.۰۷	۶.۲	۳.۳
	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	۳۱۹.۹	۷۰.۲	۲۲۸.۶	۰.۶۱۱	۰.۲۱۱	۲۸۸.۱	۸۵.۳	
	$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	۴۲۴.۱۸	۲۳۶.۴	۶۵۴.۵	۰.۱۳۲	۰.۵۵۷	۱۸۷.۷۸	۲۳۰.۳۲	
Er^{170}	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	۲۰.۸	۱۶۴	۲۰.۸	۰.۱۳۲	۰.۱۸۵	۴۴	۰	۳.۳۱

جدول ۱: مقادیر محاسبه شده احتمال گذار چهار قطبی الکتریکی و گشتاور چهار قطبی الکتریکی زنجیره ایزوتوپی انتخابی بر اساس گذارهای مختلف.

۴ - بحث و نتیجه گیری:

در این مطالعه از مدل لایه‌ای و اندرکنش بوزونی برای تحلیل ساختار داخل زنجیره ایزوتوپی $^{160-170}_{68}Er$ استفاده نمودیم. نتایج حاصل امکان تغییرات ساختاری در این زنجیره ایزوتوپی را بر پایه تغییر گشتاور چهار قطبی الکتریکی نشان می‌دهد که می‌توان از این کمیت برای مطالعه تغییرات ساختاری در هسته‌های مختلف مورد استفاده قرار داد. برای نتایج بهتر در ترازهای باند پایه و ترازهای دارای تکانه کوچک امکان توسعه این مطالعه را با استفاده از مدل‌های دیگر به خصوص مدل اندرکنش بوزونی دارای سهم بوزون g را پیشنهاد می‌دهیم.

۵ - مراجع:

- [۱] Arias, J. M., Alonso, C. E., Vitturi, A., García-Ramos, J. E., Dukelsky, J., & Frank, A. (۲۰۰۳). U (۵)-O (۶) transition in the interacting boson model and the E (۵) critical point symmetry. Physical Review C—Nuclear Physics, ۶۸(۴), ۰۴۱۳۰۲.
- [۲] Cejnar, P., Jolie, J., & Casten, R. F. (۲۰۱۰). Quantum phase transitions in the shapes of atomic nuclei. Reviews of Modern Physics, ۸۲(۳), ۲۱۵۵-۲۲۱۲.
- [۳] Data, E. N. R. (۲۰۰۰). National Nuclear Data Center. Brookhaven National Laboratory (<http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor۰۰.htm>) and International Atomic Energy Agency, Nuclear Data Services (<http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>).
- [۴] Balraj Singh, Jun Chen, Nuclear Data Sheets A = ۲۰۰, Nucl. Data Sheets, ۱۶۹, ۱ (۲۰۲۰).
- [۵] Boboshin, I., Ishkhanov, B., Komarov, S., Orlin, V., Peskov, N., & Varlamov, V. (۲۰۰۷). Investigation of quadrupole deformation of nucleus and its surface dynamic vibrations. In International Conference on Nuclear Data for Science and Technology (pp. ۶۵-۶۸). EDP Sciences.
- [۶] فیزیک زیر اتمی، هانس فران فلدر؛ ارنست، هنلی، ترجمه مهدی بارزی، محمدتقی فلاحی، مروت، مرکز نشر دانشگاهی.
- [۷] آشنایی با فیزیک هسته‌ای، کنت کرین، ترجمه ابراهیم ابوکاظمی.
- [۸] F.Le Blance et al. Eur. Phys. J.A ۱۵ (۲۰۰۲) ۴۹.



تحلیل رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع های همجوشی در واکنش $^{30}\text{Si} + ^{142}\text{Ce}$ (کد مقاله :

(۱۴۷۳)

موسوی چرندابی، میرحسین- قرائی، رضا- میری حکیم آباد، سیدهاشم- رفعت متولی، لاله
دانشگاه فردوسی مشهد، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده :

بازتولید رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع همجوشی در واکنش های یون سنگین برپایه رویکردهای نظری مختلف همواره از موضوعات مورد توجه مطالعات هسته‌ای بوده است. اهمیت این موضوع در واکنش هایی که اخیراً مطالعات آزمایشگاهی آنها انجام شده است به مراتب بیشتر خواهد بود. از اینرو در تحقیق حاضر تلاش کرده ایم برپایه یکی از نسخه های به روز فرمول بندی مجاورت (یعنی مدل ۲۰۱۰ Proximity) به تفسیر این رفتار در واکنش $^{30}\text{Si} + ^{142}\text{Ce}$ بپردازیم. برای محاسبات سطح مقطع از رویکرد جفت شدگی کانال ها (شامل ارتعاشات سطحی چهارقطبی و هشت قطبی در هر دو هسته پرتابه و هدف) بهره گرفته ایم. نتایج حاصل لزوم اعمال اصلاحاتی در قدرت کشش سطحی میان هسته های پرتابه و هدف در طول فرآیند همجوشی را آشکار می سازد. پس از اعمال این اصلاحات، همخوانی میان مقادیر تئوری و تجربی سطح مقطع در واکنش $^{30}\text{Si} + ^{142}\text{Ce}$ به طور قابل ملاحظه ای افزایش می یابد. مطالعاتی از این دست ضرورت وجود نسخه های جدیدی از ضریب کشش سطحی را برای توصیف فرایند همجوشی کامل دو هسته را نشان می دهد.

کلمات کلیدی: واکنش های همجوشی یون سنگین، پتانسیل مجاورت، سطح مقطع همجوشی، جفت شدگی کانال ها

The analysis of the energy dependent of the fusion cross sections in $^{30}\text{Si} + ^{142}\text{Ce}$

M. H. Moussavi Charandabi, R. Gharaei*, H. Miri-Hakimabad, L. Rafat-Motavalli
Ferdowsi University of Mashhad, Faculty of Science, Department of Physics

Abstract :

Reproducing the energy-dependent Behavior of fusion cross sections in heavy-ion reactions based on various theoretical approaches. The energy-dependent behavior of fusion cross sections in heavy-ion reactions has always been a topic of significant interest in nuclear studies. This issue becomes even more critical for reactions that have recently been investigated experimentally. Therefore, in the present study, we have aimed to interpret this behavior in the reaction $^{30}\text{Si} + ^{142}\text{Ce}$ using an updated version of the proximity potential formulation, namely the Proximity ۲۰۱۰ model. For the cross-section calculations, we employed the coupled-channels approach, which includes quadrupole and octupole surface vibrations in both the projectile and target nuclei. The results reveal the necessity of modifying the surface tension strength between the projectile and target nuclei during the fusion process.



After applying these modifications, the agreement between theoretical and experimental cross-section values for the $^{30}\text{Si}+^{142}\text{Ce}$ reaction significantly improves. Such studies highlight the need for new versions of the surface tension coefficient to accurately describe the complete fusion process of two nuclei.

Keywords: heavy ion fusion reactions, proximity potential, fusion cross section, coupled channels.

۱- مقدمه:

مطالعه فرآیند برخورد یون‌های سنگین کم انرژی (از مرتبه مگا الکترون ولت) یکی از زمینه‌های تحقیقاتی پرکاربرد و البته جذاب در هر دو حوزه مطالعات نظری و تجربی فیزیک هسته‌ای می‌باشد [۱،۲]. از جمله مهمترین واکنش‌هایی که امکان رخداد آن‌ها در حین چنین برخوردهایی وجود دارد، کانال همجوشی کامل است که منجر به شکل‌گیری یک سیستم نوکلئونی به شدت برانگیخته به نام هسته مرکب می‌شود. این واکنش‌ها را می‌توان یک ابزار کارآمد برای تعمیم جدول تناوبی عناصر و شناخت هر چه بیشتر جزایر پایداری دانست. مطالعه نیروهای پتانسیل هسته‌ای در واکنش‌های همجوشی برای درک دینامیک برخورد یون‌های سنگین، به ویژه در انرژی‌های نزدیک و زیر سد کولنی، حیاتی است. نظریه نیروهای مجاورت چارچوبی را برای تعیین قدرت برهم‌کنش بین دو هسته ارائه می‌دهد که مبتنی بر ویژگی‌هایی همچون ضرایب انرژی سطحی و ضخامت سطحی هسته‌ای می‌باشد [۳]. نکته‌ای که در این بین می‌بایست به آن توجه داشت این است که در اکثر تحقیقات صورت گرفته برپایه پتانسیل‌های مجاورت، محوریت کار بازتولید داده‌های تجربی ارتفاع و محل سدهای همجوشی بوده است. به عبارت دیگر تعداد محدودی از مطالعات این حوزه با هدف اعتبارسنجی پتانسیل‌های مجاورت از طریق همخوانی میان داده‌های تئوری و آزمایشگاهی سطح مقطع انجام شده است. دانشمندان در این تحقیقات محدود، مقادیر سطح مقطع همجوشی را نیز تنها برپایه فرمول وانگ محاسبه کرده‌اند [۴-۶]؛ رویکردی که مبتنی بر مدل نفوذ از سد تک بعدی و بنابراین مستقل از اثرات ساختار هسته‌ها می‌باشد. تحت این شرایط انجام یک مطالعه جامع برای تعیین عملکرد نسخه‌های مختلف فرمول‌بندی مجاورت در بازتولید سطح مقطع‌های همجوشی یون سنگین برپایه مدل جفت‌شدگی کانال‌ها^{۹۵} (شامل اثرات ارتعاشی و دورانی هسته‌ها) [۷] با هدف معرفی نسخه‌های برگزیده امری ضروری به نظر می‌رسد. انجام چنین تحقیقی بویژه برای واکنش‌های همجوشی‌ای که داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع آنها اخیراً گزارش شده‌اند می‌تواند بسیار جذاب باشد. از اینرو در تحقیق حاضر تلاش کرده‌ایم رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌های تجربی را در واکنش $^{30}\text{Si}+^{142}\text{Ce}$ برپایه یکی از به روزترین نسخه‌های پتانسیل مجاورت (یعنی مدل ۲۰۱۰ Prox.) همراه با اعمال اثرات جفت‌شدگی کانال‌ها مورد ارزیابی قرار دهیم. لازم به ذکر است که مقادیر آزمایشگاهی سطح مقطع همجوشی در این واکنش در سال ۲۰۲۳ اندازه‌گیری و گزارش شده‌اند [۸].

۲. روش کار:

در گام نخست از محاسبات مقاله حاضر مقادیر پتانسیل هسته-هسته را با استفاده از مدل Prox. 2010 محاسبه نموده‌ایم. برپایه این مدل، پتانسیل هسته‌ای به شکل زیر تعریف می‌گردد،

$$V_N^{\text{Prox.2010}}(r) = 4\pi\gamma b\bar{R}\Phi\left(\frac{s}{b}\right) \text{ MeV} \quad (2)$$

^۱. Coupled-channels (CC)



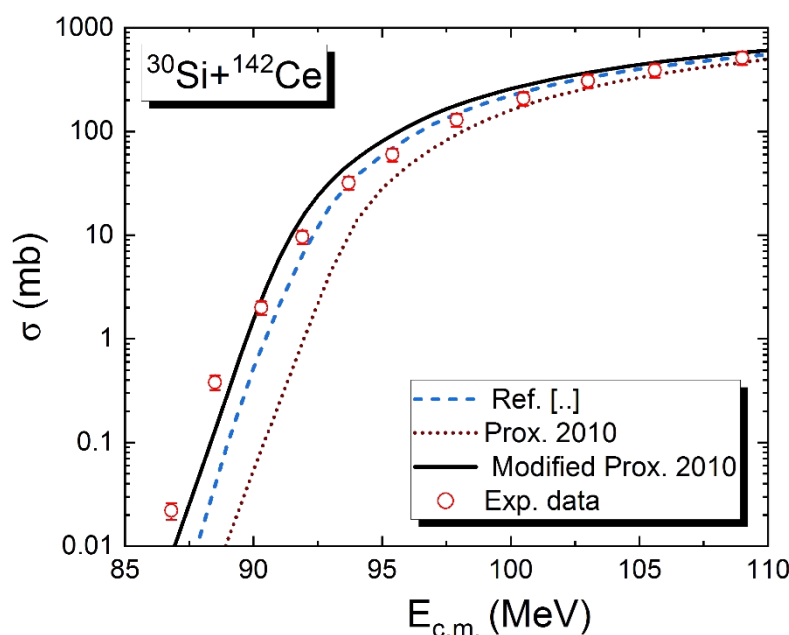
که در آن $\bar{R}$ و S به ترتیب شعاع انحنای متوسط و فاصله جدایی بین دو سطح می‌باشند. در تعریف پتانسیل مجاورت b پارامتر ضخامت سطح می‌باشد که مقدار آن را بطور معمول حدود 1 fm در نظر گرفته می‌شود. در رابطه فوق $\Phi(s)$ تابع جهانی نام دارد که مستقل از جرم و شکل است. برای دسترسی به تعاریف دقیق هر یک از این کمیت‌ها در نسخه‌های مختلف فرمول‌بندی مجاورت می‌توان به مراجعی نظیر [۴-۶] رجوع کرد. علاوه بر این، γ ضریب انرژی سطحی (ضریب کشش سطحی) نام دارد و به شکل زیر تعریف می‌گردد،

$$\gamma = \gamma_s \left[1 - k_s \left(\frac{N-Z}{N+Z} \right)^2 \right] \quad (2)$$

که در آن γ_s و k_s به ترتیب ثابت انرژی سطحی و ثابت عدم‌تقارن سطح هستند که برای مدل پتانسیل حاضر به ترتیب دارای مقادیر $1.460734 \text{ MeV.fm}^{-2}$ و 4.0 می‌باشند. پس از محاسبه بخش هسته‌ای پتانسیل و اضافه کردن جمله دافعه کولنی به آن قادر خواهیم بود رفتار شعاعی پتانسیل برهم‌کنشی کل را در فواصل بین هسته‌ای مختلف محاسبه و ارزیابی نماییم. پس از انجام این مرحله آمادگی لازم برای انجام محاسبات سطح مقطع را براساس کد CCFULL [۷] خواهیم داشت. لازم به ذکر است که این کد برنامه‌ای را برای محاسبه سطح مقطع‌های همجوشی و متوسط تکانه زاویه‌ای هسته مرکب با احتساب تمام مراتب جفت شدگی میان حرکت نسبی هسته‌های برهم‌کنشی و چندین حرکت جمعی هسته‌ای ارائه می‌دهد. در این برنامه از تقریب بدون-کورپولیس برای کاهش ابعاد معادلات کانال‌های جفت شده استفاده شده است [۷].

۳- نتایج:

همانگونه که بدان اشاره شد هدف از مقاله حاضر ارزیابی رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌های همجوشی در واکنش $^{30}\text{Si} + ^{142}\text{Ce}$ براساس مدل پتانسیل Prox. ۲۰۱۰ می‌باشد. محاسبات مربوط به سطح مقطع همجوشی را برپایه کد CCFULL با احتساب اثرات برانگیختگی ناشی از ارتعاشات سطح هسته‌های پرتابه و هدف انجام داده‌ایم. این اثرات شامل جفت‌شدگی با حالت‌های برانگیختگی کم انرژی 2^+ و 3^- در هر دو هسته برهم‌کنشی می‌باشد. جزئیات مربوط به اطلاعات ساختاری هسته‌ها در این دو حالت در جدول ۱ لیست شده است. خاطر نشان می‌شود در محاسبات سطح مقطع اثرات هر دو مد برانگیختگی‌های چهار قطبی و هشت قطبی هسته‌های پرتابه و هدف (در حالت تک فونونی) لحاظ شده‌اند. در شکل ۱ نتایج بدست آمده از این محاسبات را با داده‌های آزمایشگاهی متناظر واکنش $^{30}\text{Si} + ^{142}\text{Ce}$ مقایسه کرده‌ایم. در این شکل همچنین نتایج حاصل از محاسبات مرجع [۸] را نیز لحاظ کرده‌ایم. لازم به ذکر است این محاسبات برپایه مدل پتانسیل WS (با استفاده از پارامترهای $V_0=71.53 \text{ MeV}$ ، $r_0=1.18 \text{ fm}$ و $a_0=0.70 \text{ fm}$) و برپایه کد محاسباتی CCFULL (با ورودی‌های مشابه آنچه در جدول ۱ بیان شد) انجام شده است. همانگونه که مشاهده می‌شود همخوانی قابل قبولی میان نتایج حاصل از مقاله با داده‌های آزمایشگاهی وجود دارد. این در حالی است که مقادیر سطح مقطع حاصل از مدل Prox. ۲۰۱۰ در مقایسه با هر دوی این رویکردها (بویژه در محدوده انرژی‌های زیرسردی) پایین‌ترند. این موضوع نشان می‌دهد که مدل مجاورت نیازمند اعمال اصلاحات است. با توجه به نتایج شکل ۱، در می‌بایم که برای افزایش همخوانی می‌بایست مقادیر سطح حاصل از مدل Prox. ۲۰۱۰ افزایش یابند. بدیهی است افزایش احتمال رخداد فرایند همجوشی با افزایش قدرت پتانسیل هسته‌ای قابل تحقق است.



شکل ۱: مقایسه رفتار وابسته به انرژی مقادیر سطح مقطع همجوشی در واکنش $^{30}\text{Si} + ^{142}\text{Ce}$ با نسخه اصلی و اصلاح شده فرمول بندی مجاورت. در این شکل نتایج محاسبات مرجع [۸] نیز لحاظ شده است.

از طرفی با استفاده از رابطه (۱) در می‌یابیم پتانسیل هسته‌ای با قدرت کشش سطحی رابطه مستقیم دارد. با توجه به اهمیت این پارامتر در تحقیقات هسته‌ای و وجود پارامترهای قابل تنظیم نظیر γ_0 در آن در این بخش تلاش کرده‌ایم با تنظیم قدرت کشش سطحی میان دو هسته هدف و پرتابه از طریق تغییر مقادیر γ_0 ، اختلاف میان داده‌های تئوری و تجربی سطح مقطع را

مینیمم‌سازی نماییم. لازم به ذکر است با توجه به تعریف در محاسبات این ضریب به نسبت γ_0 بسیار کمتر است. برای واکنش $^{30}\text{Si} + ^{142}\text{Ce}$ نمایش داده‌ایم. مقادیر این که

$$\chi = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{(\sigma_{\text{Theo.}})_i - (\sigma_{\text{Exp.}})_i}{(\sigma_{\text{Theo.}})_i + (\sigma_{\text{Exp.}})_i} \right)^2} \times 100.$$

(۳)

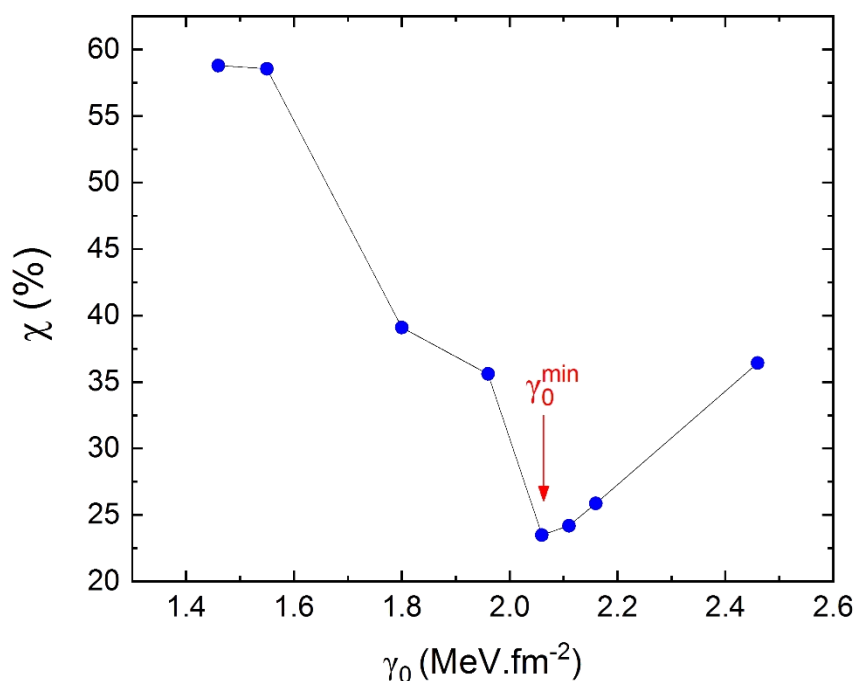
مشاهده می‌شود که حداقل اختلاف میان مقادیر تئوری و تجربی سطح مقطع همجوشی در حدود $\gamma_0 \approx 2.06 \text{ MeV.fm}^{-2}$ حاصل می‌شود که حاکی از افزایش قدرت کشش سطحی در این واکنش می‌باشد. البته قصد داریم در ادامه تحقیقات خود در این حوزه، دقت این مقدار را تا چند رقم بعد از اعشار افزایش دهیم. نکته دیگری که می‌بایست به آن توجه داشت این است که مقدار χ حاصل از نسخه اصلاح شده مدل Prox. 2010 ($\chi=23.49$) حتی از مقداری که براساس نتایج گزارش شده در مقاله بدست می‌آید ($\chi=38.94$) نیز کوچکتر است که حاکی از توافقی بهتر با داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع در کل محدوده انرژی گزارش شده است. در شکل ۱، سطح مقطع‌های حاصل از فرم اصلاح شده مدل Prox. 2010 (به ازای $\gamma_0 \approx 2.06 \text{ MeV.fm}^{-2}$ و $k_s=4.0$) نمایش داده شده‌اند. افزایش توافقی با داده‌های آزمایشگاهی سطح مقطع به نسبت



نسخه اصلی پتانسیل مجاورت کاملاً در این شکل مشخص است. اختلافات موجود در محدوده انرژی‌های زیرسدی را می‌توان به وجود اثرات انتقال نوترون در این واکنش نسبت داد که در ادامه تحقیقات خود در این راستا قصد داریم نقش آنها را نیز بررسی سطح مقطع‌های همجوشی مورد ارزیابی قرار دهیم.

جدول ۱: اطلاعات ساختاری مربوط به ترازهای 2^+ و 3^- در هسته‌های پرتابه و هدف که در محاسبات سطح مقطع براساس مدل جفت شدگی کانال‌ها بکارگرفته شده‌اند.

هسته	I^π	β_I	$E_I (MeV)$
^{30}Si	2^+	-0.24	2.24
	3^-	0.27	5.49
^{142}Ce	2^+	0.12	0.68
	3^-	0.13	1.65



شکل ۲: رفتار مقادیر χ برحسب γ_0 برای واکنش $^{30}\text{Si} + ^{142}\text{Ce}$.

۴. بحث و نتیجه گیری:

در این تحقیق به مطالعه رفتار وابسته به انرژی سطح مقطع‌های همجوشی در واکنش $^{30}\text{Si} + ^{142}\text{Ce}$ برپایه مدل پتانسیل Prox. پرداخته‌ایم. نتایج اولیه این تحقیق آشکار می‌سازد که نسخه اصلی این مدل قادر به بازتولید مقادیر آزمایشگاهی سطح مقطع در کل بازه انرژی فرودی نمی‌باشد. برای بهبود نتایج تلاش کرده‌ایم از طریق تغییر قدرت کشش سطحی میان دو هسته



برهم‌کنشی و مینی‌م‌سازی همخوانی میان داده‌های تئوری و تجربی سطح مقطع در این بازه، فرم اصلاح شده‌ای از مدل پتانسیل Prox. 2010 را معرفی نماییم. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد با افزایش قدرت ضریب از 1.460734 به 2.06 درصد اختلاف نسبی میان داده‌های تئوری و تجربی سطح مقطع از $\chi=58.79$ به $\chi=23.49$ کاهش می‌یابد.

۵. مراجع:

- [۱] Rinku Prajapat, Moumita Maiti, Rishabh Kumar, Malvika Sagwal, Gonika, Chandra Kumar, Rohan Biswas, J. Gehlot, S. Nath, and N. Madhavan, Phys. Rev. C **۱۰۷**, ۰۶۴۶۱۶ (۲۰۲۳).
- [۲] S. Sanila, A. M. Vinodkumar, B. R. S. Babu, N. Madhavan, S. Nath, J. Gehlot, Rohan Biswas, Chandra Kumar, Gonika, Anjali Rani, A. Parihari, Dinesh Viswakarma, Shoaib Noor, and E. Prasad, Phys. Rev. C **۱۰۶**, ۰۲۴۶۱۴ (۲۰۲۲).
- [۳] J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swiatecki, and C. F. Tsang, Ann. Phys. (NY) **۱۰۵**, ۴۲۷ (۱۹۷۷).
- [۴] I. Dutt and R. K. Puri, Phys. Rev. C **۸۱**, ۰۴۴۶۱۵ (۲۰۱۰).
- [۵] I. Dutt and R. K. Puri, Phys. Rev. C **۸۱**, ۰۶۴۶۰۹ (۲۰۱۰).
- [۶] I. Dutt and R. K. Puri, Phys. Rev. C **۸۱**, ۰۴۷۶۰۱ (۲۰۱۰).
- [۷] K. Hagino, N. Rowley, and A. T. Kruppa, Comput. Phys. Commun. **۱۲۳**, ۱۴۳ (۱۹۹۹).
- [۸] Amninderjeet Kaur et al., Nucl. Phys. A **۱۰۴۲**, ۱۲۲۷۹۱ (۲۰۲۴).



بررسی پدیده مانع همجوشی در واکنش $C^{12}+Pt^{198}$ (کد مقاله: ۱۴۷۵)

سمیرا بیگی، رضا قرائی، لاله رفعت متولی، سید هاشم میری حکیم آباد
دانشگاه فروسی، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده:

در این مطالعه، واکنش همجوشی سیستم $^{12}C+^{198}Pt$ در انرژی‌های پایین و پدیده مانع همجوشی مورد تحلیل قرار گرفته است. به منظور، از روش کانال‌های جفت‌شده با استفاده از پتانسیل $M^3Y + repulsive$ همراه با تنظیمات وابسته به انرژی پارامترهای مختلف استفاده شد که توانست داده‌ها را با دقت بهتری توصیف کند و روند افزایش عامل S را که در داده‌های تجربی مشاهده می‌شود، بازسازی کند. نتایج محاسبات نشان‌دهنده تطابق خوب بین مدل پیشنهادی و داده‌های تجربی است، به‌ویژه در انرژی‌های پایین. این مطالعه اهمیت پارامترهای وابسته به انرژی در توصیف دقیق‌تر واکنش‌های همجوشی در سیستم‌های هسته‌ای را نشان می‌دهد.

کلمات کلیدی: واکنش‌های همجوشی، انرژی زیرسدی عمیق، مانع همجوشی، عدم تقارن هسته‌ای

Investigation of the Fusion Hindrance Phenomenon in the $^{12}C+^{198}Pt$ Reaction

S. Beigi, R. Gharaei*, L. Rafat-Motavalli, H. Miri-Hakimabad

Ferdowsi University of Mashhad, Faculty of Science, Department of Physics

Abstract:

This study investigates the fusion reaction of the $^{12}C+^{198}Pt$ system at low energies, focusing on fusion hindrance. Using the coupled-channels method with the $M^3Y + repulsion$ potential and energy-dependent parameters, the model accurately reproduces the experimental S-factor trend. The results show strong agreement with experimental data, particularly at low energies, highlighting the importance of energy-dependent parameters in fusion reaction modeling.

Key words: fusion reactions, extreme sub-barrier energies, fusion hindrance, nuclear asymmetry



۱- مقدمه:

مطالعه واکنش‌های همجوشی و تحلیل تغییرات سطح مقطع آن‌ها بر حسب انرژی فرودی، یکی از موضوعات اساسی در فیزیک هسته‌ای است که طی دهه‌های اخیر مورد توجه گسترده قرار گرفته است. سطح مقطع همجوشی به عنوان یک کمیت کلیدی در توصیف فرآیند همجوشی یون‌های سنگین، نقش مهمی در درک سازوکارهای هسته‌ای در هر دو حوزه نظری و آزمایشگاهی ایفا می‌کند. در انرژی‌های زیر سد کولنی، این کمیت به مقادیر بسیار کوچک، در حد میکروبارن (μb) و نانوبارن (nb)، کاهش می‌یابد که اندازه‌گیری تجربی آن‌ها را با چالش‌های فنی قابل توجهی مواجه می‌سازد. توسعه روش‌های پیشرفته آزمایشگاهی طی دو دهه اخیر، امکان بررسی دقیق‌تر این محدوده انرژی را فراهم کرده است.

با وجود پیشرفت‌های حاصل‌شده در مدل‌سازی نظری همجوشی، نتایج تجربی نشان می‌دهند که مدل جفت‌شدگی کانال‌ها، علی‌رغم موفقیت در توصیف مقادیر سطح مقطع در انرژی‌های زیرسدی، قادر به بازتولید داده‌های تجربی در محدوده میکروبارن و پایین‌تر نیست. بررسی واکنش‌هایی مانند $^{64}\text{Ni}+^{64}\text{Ni}$ نشان می‌دهد که سطح مقطع‌های آزمایشگاهی در مقایسه با نتایج نظری دستخوش کاهش ناگهانی در انرژی‌های پایین می‌شوند. این رفتار که به عنوان پدیده «مانع همجوشی»^{۹۶} شناخته می‌شود، به کاهش احتمال همجوشی در این محدوده انرژی منجر شده و نشان‌دهنده تأثیر عوامل فیزیکی جدیدی است که در مدل‌های کلاسیک به طور کامل لحاظ نشده‌اند.

پژوهش‌های نظری نشان داده‌اند که تغییرات عمق پتانسیل هسته‌ای در فواصل کوتاه، ارتباط مستقیمی با روند کاهش سطح مقطع همجوشی در انرژی‌های پایین دارد [۱]. این پدیده می‌تواند ناشی از ویژگی‌های ماده هسته‌ای، از جمله تراکم‌ناپذیری آن، باشد. از این رو، به کارگیری مدل‌های میکروسکوپی که تأثیرات تراکم‌ناپذیری را در برهم‌کنش‌های نوکلئون-نوکلئون لحاظ می‌کنند، می‌تواند به درک بهتر پدیده ممانعت از همجوشی منجر شود.

مانع همجوشی یک ویژگی عمومی در برخوردهای یون-یون در زیر یک آستانه انرژی خاص است با این حال، مدل‌های متعددی برای توضیح این رفتار پیشنهاد شده‌اند که هر یک دارای منشأ فیزیکی متفاوتی است. از جمله این مدل‌ها، مدل ناگهانی^{۹۷} ارائه‌شده توسط میسیکو^{۹۸} [۲]، به نقش تراکم‌ناپذیری هسته‌ای در هم‌پوشانی دو هسته توجه دارد و یک هسته دافعه‌ای را به پتانسیل اضافه می‌کند

مدل دیگری که توسط ایشیکاوا^{۹۹} [۳ و ۴] و همکاران ارائه شده، یک عامل کاهش را بر قدرت اتصال اعمال می‌کند که تابعی از فاصله بین‌هسته‌ای است. این مدل گذار تدریجی از حالت ناگهانی به حالت آدیاباتیک را در نظر می‌گیرد و نشان داده شده که منشأ فیزیکی این کاهش، کاهش ارتعاشات کوانتومی در هنگام نزدیک شدن آدیاباتیک دو هسته است [۴].

این مقاله به بررسی سطح مقطع واکنش همجوشی $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ می‌پردازد و شامل تحلیل محاسبات جفت‌شدگی کانال‌ها (CC) و مقایسه آن‌ها با داده‌های تجربی است. نتایج نشان می‌دهند که استفاده از مدل پتانسیل میکروسکوپیکی واپیچش-دوگانه^{۱۰۰}، همراه با یک پتانسیل دافعه وابسته به انرژی، منجر به تطابق خوبی با داده‌های تجربی می‌شود.

^{۹۶} Fusion hindrance

^{۹۷} Sudden model

^{۹۸} Misicu

^{۹۹} Ichikawa

^{۱۰۰} Double-folding (DF)



۲- محاسبات:

در بررسی واکنش $^{198}\text{Pt} + ^{12}\text{C}$ با رویکرد ناگهانی بودن واکنش از پتانسیل واپیچش-دوگانه با در نظر گرفتن اثرات دافعه استفاده می‌کنیم. برای بهبود تطابق با داده‌های تجربی، لازم است در این مدل، اشباع ماده‌ی هسته‌ای در نظر گرفته شده و توزیع‌های نوترون و پروتون در هسته‌های واکنش‌دهنده به صورت واقع‌گرایانه لحاظ شوند. این عوامل در محاسباتی که بر اساس روش واپیچش-دوگانه انجام شده‌اند، به طور طبیعی گنجانده می‌شوند.

دو هسته با چگالی‌های تغییر شکل یافته ρ^1 و ρ^2 که تحت نوسانات ارتعاشی قرار دارند و فاصله‌ی بین مراکز جرم آن‌ها برابر با r است را در نظر می‌گیریم. پتانسیل برهم‌کنش هسته‌ای میان آن‌ها را می‌توان از طریق یک انتگرال دوگانه به صورت معادله ۱ محاسبه کرد [۵].

$$V_N(r) = \int dr_1 \int dr_2 \rho_1(r_1) \rho_2(r_2) v(r_{12}) \quad (1)$$

کامل پارامترهای توزیع چگالی پروتون و نوترون مورد استفاده در این مطالعه در جدول ۱ ارائه شده‌اند. برای پارامترسازی توابع توزیع چگالی از تابع توزیع دو پارامتری فرمی-دیراک استفاده کردیم. مقادیر مربوط به چگالی هسته‌ای برای ^{12}C از مرجع [۶] و ^{198}Pt از مرجع [۷] استخراج شده‌اند. علاوه بر این، پارامتر شعاع به گونه‌ای تنظیم شده است که مقدار میانگین مربعی شعاع rms تجربی به درستی محاسبه شود. $v(r_{12})$ هم بر اساس برهم‌کنش‌های M^3Y و در نظر گرفتن تبادل zero_range محاسبه شده است [۸].

جدول ۲. پارامترهای مورد استفاده در محاسبه پتانسیل دافعه واپیچش-دوگانه و همچنین شعاع rms

Nucleus	r_0	a	rrms
^{12}C	۲.۳۹	۰.۴۴	۲.۴۷۰۲
^{198}Pt	۶.۶۰۶۴۵۵	۰.۴۹۵۱۵	۵.۴۳۸۳

به عنوان تجلی اصل پائولی، که مانع از هم‌پوشانی توابع موج دو سیستم فرمیونی می‌شود، انتظار می‌رود که پتانسیل برهم‌کنش بین دو هسته برخوردی شامل یک مؤلفه دافعه‌ای باشد. مؤلفه دافعه‌ای به پتانسیل واپیچش-دوگانه اضافه شده است، که در آن بخش دافعه نیز بر اساس روش واپیچش-دوگانه، اما با فرض دافعه‌ای با برد صفر مطابق با معادله ۲، محاسبه شده است [۹].

$$v_{\text{rep}}(r_{12}) = V_{\text{rep}} \delta(r_{12}) \quad (2)$$

فرض اساسی در اینجا این است که واکنش به قدری ناگهانی رخ می‌دهد که چگالی در ناحیه هم‌پوشانی هسته‌های پرتابه و هدف تقریباً دو برابر مقدار اولیه خود می‌شود. به بیان دیگر، افزایش انرژی سیستم ΔV در هنگام هم‌پوشانی کامل، ناشی از مؤلفه دافعه‌ای پتانسیل، معادل افزایش انرژی ماده‌ی هسته‌ای هنگام گذار از چگالی معمولی ρ_0 به مقدار دو برابر آن $2\rho_0$ در نظر گرفته می‌شود. این فرضیه منجر به معادله ۳ می‌شود [۱۰ و ۱۱]:

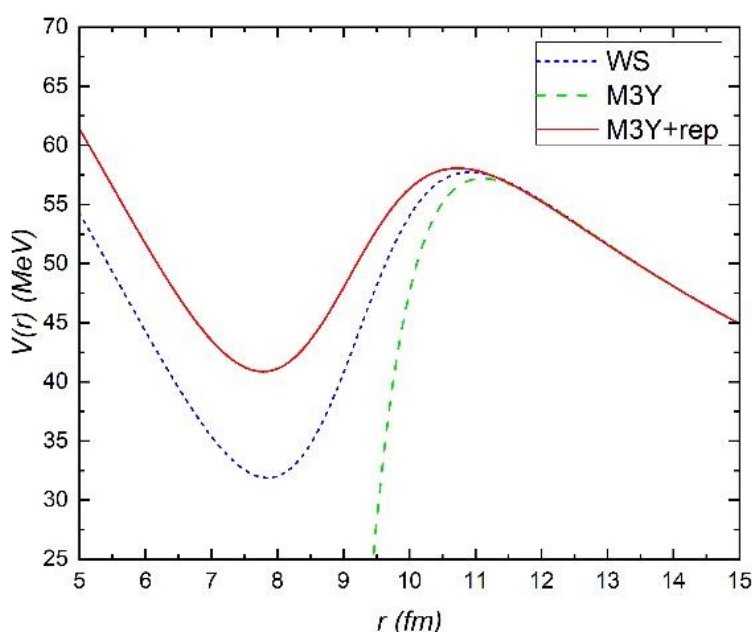
$$\frac{\Delta V}{A_p} = \rho_0 \left(\frac{\partial^2 E(\rho)}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} = \frac{K}{9} \quad (3)$$

که در آن A_p عدد جرمی هسته پرتابه است (در اینجا فرض می‌شود که پرتابه سبک‌تر از هسته هدف باشد).



در شکل ۱ رفتار پتانسیل ها را رسم کردیم و مشاهده می کنیم پتانسیل واپیچش-دوگانه در نواحی داخلی پتانسیل کاملاً عمیق است و این از لحاظ فیزیکی توجیه نمی‌شود زیرا پایین‌تر از انرژی برانگیختگی هسته مرکب است. پتانسیل $M^3Y + repulsive$ دارای یک چاله^{۱۰۱} نسبتاً کم‌عمق است به همین دلیل، مدل پتانسیل $M^3Y + repulsive$ به عنوان مدل پتانسیل کم‌عمق^{۱۰۲} نیز شناخته می‌شود. در مقابل، مدل‌های مبتنی بر پتانسیل Woods-Saxon دارای چاله‌های عمیق‌تری هستند.

پتانسیل وود-سکسون^{۱۰۳} مورد استفاده برای این واکنش، دارای پارامتر شعاعی $r_0 = 1.13 \text{ fm}$ و ضریب انتشار $a = 0.66 \text{ fm}$ و عمق پتانسیل برابر با $V_0 = 60 \text{ MeV}$ است.



شکل ۱. مقایسه پتانسیل‌های واپیچش-دوگانه (با بیشترین دافعه و بدون دافعه) و پتانسیل WS برای سیستم $^{12}\text{C} + ^{198}\text{Pt}$

محاسبات کانال‌های جفت‌شده برای سیستم $^{12}\text{C} + ^{198}\text{Pt}$ با استفاده از کد [۱۱] CCFULL انجام شده است. در این محاسبات، جفت‌شدگی به حالت‌های برانگیخته‌ی 2^+ و 3^- با انرژی پایین در هر دو هسته‌ی هدف و پرتابه در نظر گرفته شده است و مقادیر آن در جدول ۲ ارائه شده است. برانگیختگی فونون دوگانه برای ^{198}Pt در چارچوب مدل ارتعاشی همچنین، پارامترهای مربوط به ^{12}C [۱۲] لحاظ شده است. در شکل ۲ رفتار سطح مقطع را بر حسب انرژی نشان داده شده است. با بررسی نمودار سطح مقطع، مشاهده می‌شود که در انرژی‌های پایین، افت ناگهانی سطح مقطع نسبت به مقادیر تجربی [۱۳] به‌وضوح قابل تشخیص است. برای تأیید و نمایش شروع مانع همجوشی از پتانسیل استاندارد وود-سکسون استفاده کردیم. همانطور که مشاهده می‌شود شروع مانع همجوشی در انرژی 49 MeV است [۱۴].

^{۱۰۱} pocket

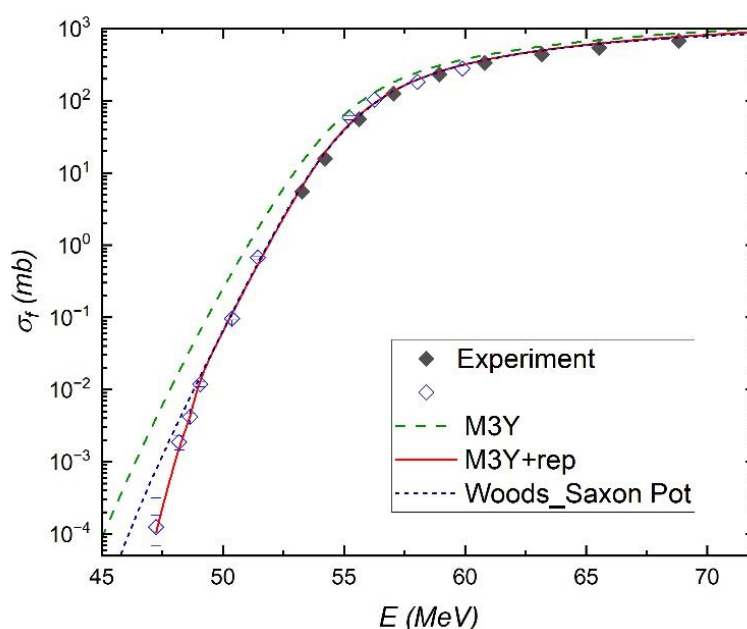
^{۱۰۲} shallow potential model

^{۱۰۳} Wood_Saxon



جدول ۳. مقادیر حالت‌های برانگیخته ^{12}C و ^{198}Pt با انرژی پایین (رفرنس)

	λ	E(MeV)	β
^{12}C	$2+$	۰.۴۰۷۲	۰.۱۱۳۷
	$3-$	۱.۶۸	۰.۰۴۵
^{198}Pt	$2+$	۴.۴۳۸۹	۰.۵۸۳
	$3-$	۹.۶۴۱	۰.۸۳۱



شکل ۲. تابع برانگیختگی همجوشی تجربی برای سیستم $^{12}\text{C} + ^{198}\text{Pt}$ در مقایسه با محاسبات مختلف CC، بر اساس پتانسیل دافعه M^3Y و پتانسیل WS

پارامترهای V_{rep} و a_{rep} در پتانسیل دافعه به گونه‌ای تنظیم می‌شوند که معادله‌ی مربوطه تقریباً با مقدار تراکم‌ناپذیری هسته‌ای K که توسط مدل توماس-فرمی پیش‌بینی شده است [۵]، مطابقت داشته باشد. نکته‌ی مهم در این واکنش آن است که به دلیل عدم تقارن زیاد در این سیستم یا ویژگی‌های ذاتی هسته‌ی ^{12}C ، مقادیر تجربی سطح مقطع را نمی‌توان تنها با استفاده از یک مقدار ثابت V_{rep} بازتولید کرد. بنابراین، لازم است که مؤلفه‌ی دافعه‌ای افزوده‌شده به پتانسیل M^3Y در انرژی‌های پایین، وابسته به انرژی در نظر گرفته شود. برای این منظور، مقدار V_{rep} برای سه مقدار تجربی سطح مقطع در انرژی‌های پایین به صورت مستقل تنظیم شده است. پارامترهای به‌دست‌آمده برای این واکنش در جدول ۳ فهرست شده‌اند.



جدول ۳. پارامترهای استفاده‌شده در محاسبه پتانسیل دافعه‌ی M^3Y در واکنش $^{12}C+^{198}Pt$

$$E_s = 49 \text{ MeV}$$

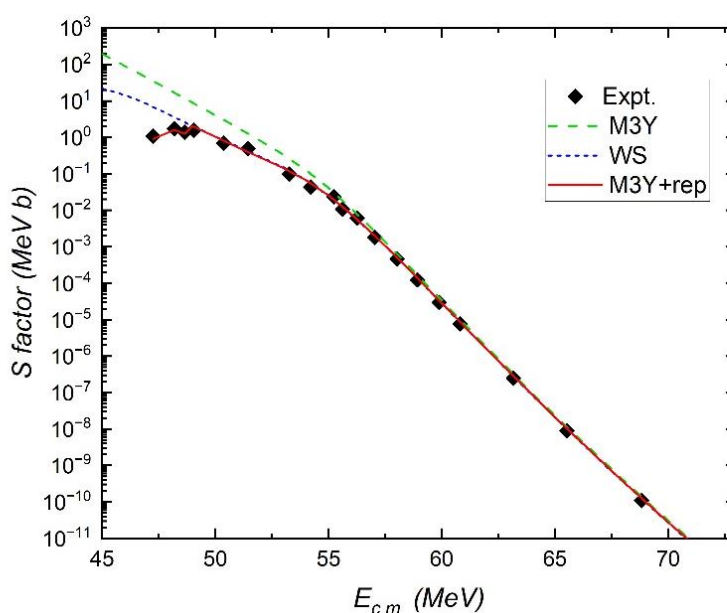
$E \text{ (MeV)}$	$a_{rep} \text{ (fm)}$	$V_{rep} \text{ (MeV)}$
$E > E_s$	۰.۳۴۷	۵۹۹.۱
$E = 48.64$	۰.۳۵۴	۵۹۹.۸
$E = 48.19$	۰.۳۵۴	۵۹۹.۸
$E = 47.24$	۰.۳۶۶	۶۰۰.۹

برای مطالعه و بررسی مواردی که در آن‌ها پدیده مانع همجوشی در زیر سد کولنی رخ می‌دهد، نمایش زیر پیشنهاد شده است [۱۵].

$$S = E\sigma(E) \exp(\gamma\pi\eta) \quad (4)$$

که در آن E انرژی مرکز جرم، η پارامتر سومرفلد و v_{rel} سرعت نسبی قطعات است. مقدار تجربی S با کاهش انرژی بمباران افزایش یافته و در برخی سیستم‌ها یک بیشینه ایجاد می‌کند. این فاکتور ابزاری مناسب برای بررسی بخش داخلی سد همجوشی در واکنش‌های یون-یون در انرژی‌های پایین محسوب می‌شود.

ما مقادیر تجربی را با مقادیر محاسبه‌شده با استفاده از پتانسیل‌های $M^3Y+repulsion$ و WS در شکل ۳ مقایسه می‌کنیم. در حالت دوم، عدم تطابق با داده‌های تجربی زیر سد کولن به‌وضوح قابل مشاهده است و میببینیم فاکتور S با کاهش انرژی پتانسیل M^3Y و وود-سکسون افزایش می‌یابند در مقابل، محاسبات با پتانسیل $M^3Y+repulsion$ نه تنها توصیف مناسبی از داده‌های موجود ارائه می‌دهند، بلکه، روند افزایش S -factor را که در داده‌های تجربی مشاهده می‌شود، به‌خوبی بازتولید می‌کنند.





شکل ۳. فاکتورهای S تجربی برای سیستم $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ در مقایسه با محاسبات CC انجام‌شده با پتانسیل‌های M^3Y+ repulsive و WS

۳- نتایج:

داده‌های همجوشی برای سیستم $^{12}\text{C}+^{198}\text{Pt}$ با استفاده از تکنیک کانال‌های جفت‌شده و پتانسیل‌های مختلف یون-یون تحلیل شده‌اند. تحلیل مبتنی بر پتانسیل استاندارد Woods-Saxon نشان داد که داده‌ها در انرژی‌های پایین به‌طور قابل توجهی کاهش یافته‌اند. با استفاده از پتانسیل دافعه M^3Y+ و تنظیم مناسب پارامترهای آن به‌صورت وابسته به انرژی، توانستیم داده‌ها را به‌طور دقیقی توصیف کنیم. وابستگی پتانسیل دافعه به انرژی می‌تواند به دلیل عدم تقارن در این واکنش باشد یا ویژگی‌های خاص ^{12}C که به عنوان پرتابه در این واکنش حضور دارد. در تحقیقات بعدی به بررسی اثرات این عوامل آن خواهیم پرداخت.

۴- مراجع:

- [۱] Dasso C H and Pollarolo G, ۲۰۰۳ Phys. Rev. C ۶۸, ۰۵۴۶۰۴.
- [۲] S. Misicu and H. Esbensen, Phys. Rev. Lett. ۹۶, ۱۱۲۷۰۱ (۲۰۰۶); Phys. Rev. C ۷۵, ۰۳۴۶۰۶ (۲۰۰۷).
- [۳] T. Ichikawa, K. Hagino, and A. Iwamoto, Phys. Rev. Lett. ۱۰۳, ۲۰۲۷۰۱ (۲۰۰۹); Prog. Theor. Phys. Suppl. ۱۹۶, ۲۶۹ (۲۰۱۲).
- [۴] T. Ichikawa, Phys. Rev. C ۹۲, ۰۶۴۶۰۴ (۲۰۱۵).
- [۵] S. Misicu* and H. Esbensen, Phys. Rev. C ۷۵, ۰۳۴۶۰۶ (۲۰۰۷)
- [۶] H. Esbensen, X. Tang, and C. L. Jiang, Phys. Rev. C ۸۴, ۰۶۴۶۱۳ (۲۰۱۱)
- [۷] R. Gharaei and S. Mohammadi, Eur. Phys. J. A (۲۰۱۹) ۵۵: ۱۱۹
- [۸] Gontchar a, M.V. Chushnyakovab, Computer Physics Communications ۱۸۱ (۲۰۱۰) ۱۶۸-۱۸۲
- [۹] C. L. Jiang,a, B. B. Back^۱, K. E. Rehm^۱, K. Hagino, G. Montagnoli, A. M. Stefanini, Eur. Phys. J. A (۲۰۲۱) ۵۷:۲۳۵
- [۱۰] S. Misicu, H. Esbensen, Phys. Rev. Lett. ۹۶, ۱۱۲۷۰۱ (۲۰۰۶)
- [۱۱] S. Misicu, H. Esbensen, Phys. Rev. C ۷۵, ۰۳۴۶۰۶ (۲۰۰۷)
- [۱۲] J.van der Plicht, H.c. Britt, M.M. Fowler, Phys. Rev. C ۲۸, ۲۰۲۲ (۱۹۸۳)
- [۱۳] A.Shrivastava, S.Kailas, A.Chatterjee, Phys. Rev. C ۶۳, ۰۵۴۶۰۲ (۲۰۰۱)
- [۱۴] A.Shrivastava,*, K.Mahataa, , S.K.Pandit, V.Nanalc, T.Ichikawad, K.Haginoe, Phys. Rev. Lett. B ۷۵۵ (۲۰۱۶) ۳۳۲-۳۳۶
- [۱۵] H. Esbensen,^۱ C. L. Jiang, and A. M. Stefanini, Phys. Rev. C ۸۲, ۰۵۴۶۲۱ (۲۰۱۰)



محاسبه سطح مقطع واکنش‌های هسته‌ای القایی پروتون، نوترون و دوترون برای تولید مس -

۶۴ با کد هسته‌ای TALYS (کد مقاله : ۱۴۹۰)

ابراهیم‌زاده، نرگس - صدیقی، مهسا^{۱*}

۱. دانشگاه گیلان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، ۱۹۱۴-۴۱۳۳۳۵، رشت - ایران

چکیده:

تولید رادیوایزوتوپ‌ها در پزشکی هسته‌ای به دلیل کاربردهای گسترده آن‌ها در تشخیص و درمان بیماری‌ها، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. ^{64}Cu یک ایزوتوپ بسیار مهم و به عنوان یک رادیونوکلئید مهم در تصویربرداری پزشکی هسته‌ای شناخته می‌شود. این ایزوتوپ به آسانی با استفاده از سیکلوترون‌های کوچک تولید می‌شود. واکنش‌های هسته‌ای القایی با پروتون، نوترون و دوترون به عنوان روش‌های اصلی تولید ایزوتوپ‌های رادیواکتیو مورد توجه قرار می‌گیرند. محاسبات سطح مقطع واکنش‌های هسته‌ای $^{64}\text{Cu}(p, n)^{64}\text{Cu}$ ، $^{64}\text{Cu}(d, 2n)^{64}\text{Cu}$ و $^{64}\text{Cu}(d, x)^{64}\text{Cu}$ به منظور تولید ^{64}Cu با استفاده از کد هسته‌ای TALYS انجام شد و به منظور اعتبارسنجی نتایج توابع تحریک با داده‌های تجربی مقایسه گردیده‌است. نتایج نشان می‌دهد که تطابق بالایی بین محاسبات و داده‌های تجربی برای تولید ^{64}Cu با استفاده از سازوکارهای مختلف واکنش وجود دارد. بنابراین کد هسته‌ای TALYS می‌تواند برای محاسبات توابع تحریک تولید رادیوایزوتوپ ^{64}Cu مورد استفاده قرار گیرد؛ به‌ویژه هنگامی که داده‌های تجربی در دسترس نیست یا شرایط آزمایشگاهی دشوار است.

کلمات کلیدی: مس - ۶۴، کد هسته‌ای TALYS، سطح مقطع واکنش

Calculation of the Cross Section of Proton, Neutron and Deuteron Induced Nuclear Reactions for the Production of Copper- ^{64}Cu Using the TALYS Code

Ebrahimzadeh, Narges^{۱*}, Sedighi, Mahsa^{۱*}

۱. University of Guilan, Faculty of Science, Physics Department, ۴۱۳۳۳۵-۱۹۱۴, Rasht, Iran

Abstract:

The production of radioisotopes in nuclear medicine is of significant importance due to their extensive applications in the diagnosis and treatment of diseases. Among these, ^{64}Cu is a crucial isotope recognized as an important radionuclide in nuclear imaging. This isotope can be easily produced using small cyclotrons. Induced nuclear reactions with protons, neutrons, and deuterons are considered the main methods for producing radioactive isotope. Calculations of the cross-sections for the nuclear reactions $^{64}\text{Ni}(p, n)^{64}\text{Cu}$, $^{65}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$, $^{64}\text{Ni}(d, \gamma)^{64}\text{Cu}$ and $^{nat}\text{Ni}(d, x)^{64}\text{Cu}$ were performed using the TALYS nuclear code. These calculations were validated by comparing the excitation functions with experimental data. The results indicate a high degree of agreement between the calculations and experimental



data for the production of ^{64}Cu using various reaction mechanisms. Therefore, the TALYS code can be effectively utilized for calculating the excitation functions for the production of the radioisotope ^{64}Cu , especially when experimental data are unavailable or laboratory conditions are challenging.

Key words: Cu- ^{64} , TALYS nuclear code, cross section reaction

۱ - مقدمه:

پیشرفت‌های اخیر در پزشکی و تحقیقات پزشکی به طور قابل توجهی به کاربردهای تصویربرداری مولکولی و پرتودرمانی با رادیونوکلئیدها وابسته است [۱-۳]. ایزوتوپ‌های رادیواکتیو در زندگی روزمره ما نقش‌های مهمی ایفا می‌کنند، به ویژه در زمینه پزشکی که از آن‌ها برای تشخیص و درمان بیماری‌ها استفاده می‌شود. Cu^{64} یک ایزوتوپ بسیار مهم در زمینه پزشکی هسته‌ای و توموگرافی انتشار پوزیترون ^{104} محسوب می‌شود. توموگرافی انتشار پوزیترون یکی از تکنیک‌های تصویربرداری پیشرفته در پزشکی هسته‌ای است که کاربرد آن در زمینه تشخیص و درمان سرطان، مورد توجه محققان و پزشکان قرار دارد. از این رو آن‌ها همواره در تلاشند تا با انجام تحقیقات بیشتر، مسائل باقی‌مانده در این حوزه را حل کرده تا دقت و کارایی این تکنیک را بهبود بخشند [۴-۸]. به این دلیل مدل‌های تئوری متعددی برای مطالعه ساختار اتمی و تولید رادیوایزوتوپ‌ها توسعه یافته‌اند [۹ و ۱۰]. در این مطالعه، از کد TALYS برای محاسبه توابع تحریک تئوری برای تولید Cu^{64} ، با استفاده از ذرات باردار مختلف بهره گرفته شد. سپس نتایج با داده‌های تجربی موجود در پایگاه داده EXFOR مقایسه شد [۱۱ و ۱۲].

۲ - روش کار:

مس (Cu) یک عنصر کمیاب و ضروری برای بدن انسان است که نقش‌های مهمی در سلامت و عملکردهای بیوشیمیایی دارد [۱۳]. این عنصر به ویژه در تولید گلبول‌های قرمز خون، حفظ و نگهداری سلول‌های عصبی و تقویت سیستم ایمنی نقش دارد [۱۴ و ۱۵]. مس دارای چندین رادیونوکلئید است که از جمله آن‌ها می‌توان به ^{60}Cu ، ^{62}Cu ، ^{61}Cu ، Cu و Cu^{67} اشاره کرد. از میان این ایزوتوپ‌ها، ^{64}Cu به عنوان یک رادیونوکلئید مهم در تصویربرداری پزشکی هسته‌ای شناخته می‌شود [۱۸-۱۶].

واپاشی Cu^{64} از طریق سه حالت انتشار بتا، گیراندازی الکترون (EC) و انتشار β^+ رخ می‌دهد. درصد شدت این سه حالت به صورت $I_{\beta^+} = 17\%$ ، $I_{\beta^-} = 38\%$ ، $E_{\beta^+} = 0.66 \text{ MeV}$ ، $E_{\beta^-} = 0.58 \text{ MeV}$ و $I_{EC} = 43\%$ است. بنابراین می‌تواند به عنوان یک نوکلئید درمانی به دلیل انتشار ذرات β^- و الکترون اوزه ^{105} عمل کند که بدین معنی است این نوکلئید می‌تواند توسط PET شناسایی شود [۱۹-۲۱].

این ایزوتوپ به دلیل ویژگی‌های خاص خود، شامل پایداری شیمیایی در آب، انرژی مناسب و نیمه عمر قابل قبول، مورد توجه قرار گرفته است. Cu^{64} در آب پایدار است که این ویژگی در پزشکی هسته‌ای بسیار حائز اهمیت است. نیمه عمر این ایزوتوپ

PET^{۱۰۴}

Auger electron^{۱۰۵}



حدود ۱۲/۷ ساعت است که آن را برای کاربردهای پزشکی مناسب می‌سازد. این مدت زمان به اندازه‌ای است که امکان استفاده از آن در تصویربرداری PET را فراهم می‌کند. گسیل گاما از ^{64}Cu به دلیل انرژی و قدرت نفوذ بالا موجب شده است که از آن به عنوان یک عامل تصویربرداری مؤثر در تشخیص و ارزیابی تومورها استفاده شود [۲۲-۲۴]. ^{64}Cu می‌تواند در درمان پرتویی برخی از انواع سرطان‌ها به کار رود [۲۵] و همچنین به کمک این ایزوتوپ می‌توان دزهای پرتو را برای تصویربرداری تشخیصی تعیین کرد [۲۶]. سهولت تولید رادیوایزوتوپ ^{64}Cu در بیمارستان‌ها با استفاده از سیکلوترون، در پزشکی هسته‌ای بسیار کارآمد است [۲۷].

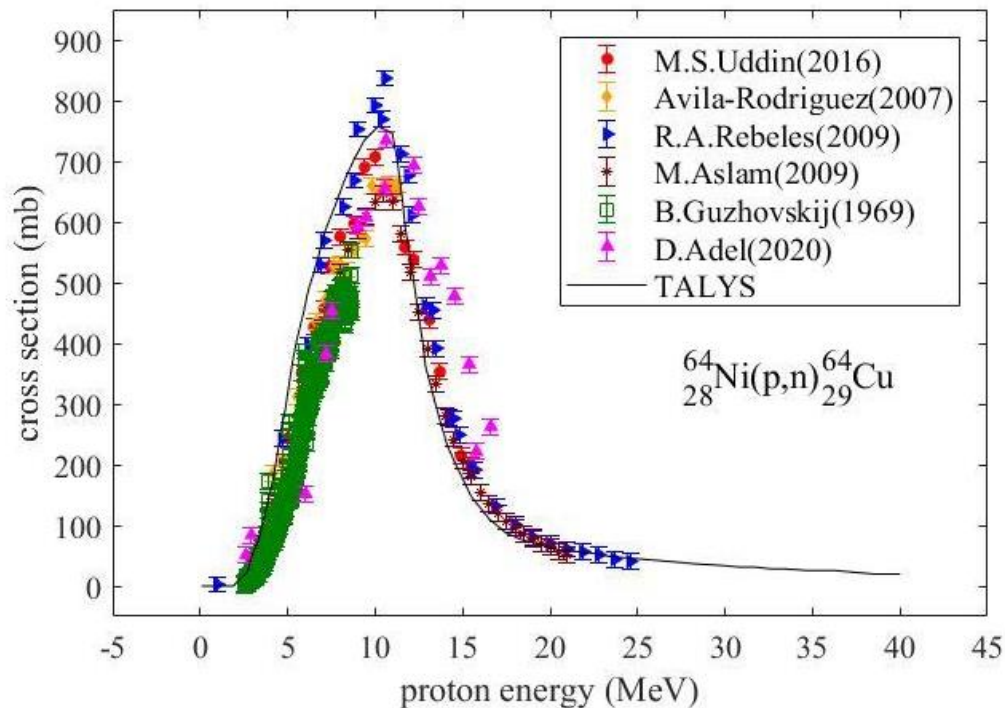
در این پژوهش، توابع تحریک پروتون القایی $^{64}\text{Cu}(p, n)^{64}\text{Ni}$ ، نوترون القایی $^{64}\text{Cu}(n, \gamma)^{65}\text{Cu}$ و دوترون‌های القایی $^{64}\text{Cu}(d, \gamma)^{65}\text{Cu}$ و $^{64}\text{Cu}(d, x)^{64}\text{Ni}$ ، برای تولید ^{64}Cu با استفاده از نرم‌افزار TALYS مورد بررسی قرار گرفت. در TALYS با وارد کردن ذره پرتابه، عنصر هدف، عدد جرمی هدف و انرژی پرتابه، سطح مقطع واکنش برای تولید ^{64}Cu محاسبه شد. سپس با نرم‌افزار متلب، نمودار تغییرات سطح مقطع واکنش بر حسب انرژی که همان تابع تحریک است؛ رسم گردید و به منظور اعتبارسنجی، نتایج محاسبات TALYS با نتایج تجربی موجود مقایسه شد.

کد TALYS اولین بار توسط کونینگ و همکاران توسعه یافته است، به زبان فرترن نوشته شده و در سیستم‌های عامل لینوکس و یونیکس قابل اجرا می‌باشد. ابزاری برای بررسی سطح مقطع واکنش‌های هسته‌ای بر اساس مدل‌های هسته‌ای مختلف اپتیکی، گاز فرمی، گاز فرمی پس رانده، گیلبرت و کامرون، ابر شاره تعمیم‌یافته و مدل‌های آماری میکروسکوپی در سیستم کد واحد است. این کد می‌تواند گاما، نوترون‌ها، پروتون‌ها، دوترون‌ها، تریتون‌ها، ^3He و ذرات α را به عنوان پرتابه با محدوده انرژی keV ۱ تا ۲۰۰ MeV و هسته‌هایی سنگین‌تر از کربن یعنی با عدد اتمی و جرمی بیشتر از ۳ و ۱۲ را به عنوان هدف در نظر بگیرد. کد TALYS برای محاسبه سطح مقطع کلی و جزئی، سطح مقطع واپاشی، سطح مقطع تولید هسته‌های باقیمانده و ایزومر، توزیع‌های گسسته و زاویه‌ای، طیف‌های انرژی و همچنین طیف‌های دو دیفرانسیل طراحی شده است [۲۸].

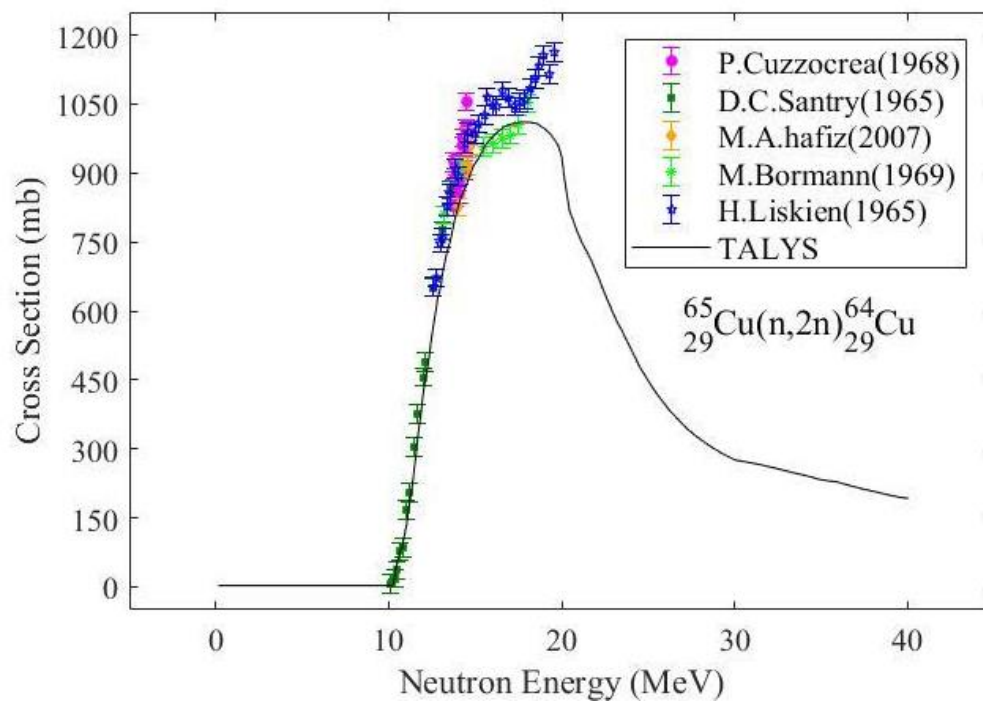
۳- نتایج:

۳-۱- واکنش‌های القایی پروتون

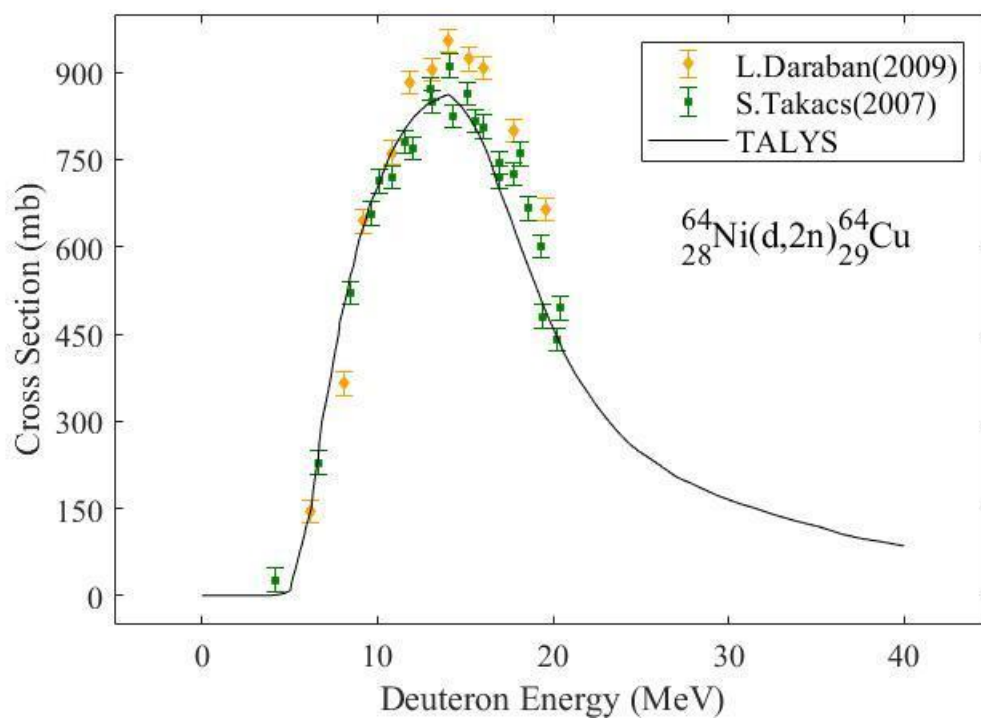
در این مطالعه، تابع تحریک برای واکنش القایی پروتون $^{64}\text{Ni}(p, n)^{64}\text{Cu}$ با استفاده از کد TALYS محاسبه شد و نتایج آن در شکل ۱ برای انرژی پروتون تا ۴۰ مگا الکترون ولت ترسیم گردید. نتایج محاسبات با مقادیر تجربی موجود در EXFOR مقایسه شد. همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است، نتایج محاسبات کد TALYS با داده‌های تجربی مطابقت دارند. برای واکنش القایی پروتون $^{64}\text{Ni}(p, n)^{64}\text{Cu}$ ، بهترین محدوده انرژی ۳ تا ۲۴ مگا الکترون ولت است.



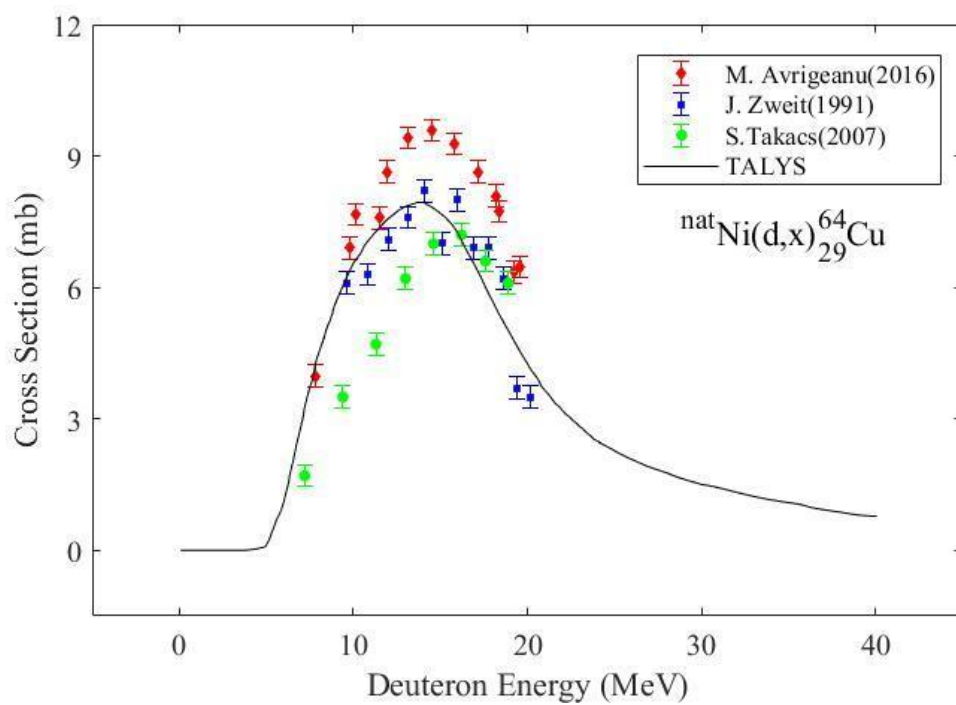
شکل (۱) تابع تحریک واکنش $\text{Ni}(p, n)^{64}\text{Cu}^{64}$



شکل (۲) تابع تحریک واکنش $\text{Cu}(n, 2n)^{64}\text{Cu}^{65}$



شکل (۳) تابع تحریک واکنش $\text{Ni}(d, 2n)^{64}\text{Cu}$



شکل (۴) تابع تحریک واکنش $^{\text{nat}}\text{Ni}(d, x)^{64}\text{Cu}$



۳-۲- واکنش‌های القایی نوترون

نتایج محاسبات تابع تحریک برای واکنش $^{65}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$ با کد هسته‌ای TALYS در شکل ۲ نشان داده شده است. نتایج به دست آمده با آزمایش‌های موجود در EXFOR مقایسه شد و تطابق خوبی حاصل گردید. همانطور که در شکل ۴ مشاهده می‌شود، نتایج تجربی برای ^{64}Cu بیشتر از انرژی ۲۰ مگاالکترون‌ولت وجود ندارد. با این حال، کاملاً مشخص است که TALYS می‌تواند برای به دست آوردن داده‌ها به طور قابل اعتمادی استفاده شود. برای واکنش القایی نوترون، بهترین محدوده انرژی برای واکنش $^{65}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$ ، ۱۲ تا ۱۹ مگاالکترون‌ولت است.

۳-۳- واکنش‌های القایی دوترون

توابع تحریک القایی دوترون واکنش‌های $^{64}\text{Cu}(d, \gamma)^{65}\text{Cu}$ و $^{nat}\text{Ni}(d, x)^{64}\text{Cu}$ با استفاده از کد TALYS محاسبه و در شکل‌های ۳ و ۴ نشان داده شده است. برای واکنش $^{64}\text{Cu}(d, \gamma)^{65}\text{Cu}$ ، نتایج داده‌های TALYS با داده‌های تجربی مطابقت دارد و بهترین محدوده انرژی برای واکنش $^{64}\text{Cu}(d, \gamma)^{65}\text{Cu}$ ، ۶ تا ۲۰ مگاالکترون‌ولت است.

در مورد حالت‌های طبیعی نیکل $^{nat}\text{Ni}(d, x)$ ، داده‌های تجربی [۳۷] نزدیکترین مطابقت را با داده‌های TALYS دارند. محدوده مناسب تولید ^{64}Cu با استفاده از واکنش‌های هسته‌ای و $^{nat}\text{Ni}(d, x)^{64}\text{Cu}$ بین ۷ تا ۲۰ مگاالکترون‌ولت است.

۴- بحث و نتیجه گیری:

نتایج محاسباتی با استفاده از کد TALYS، نشان می‌دهد که این نتایج با داده‌های تجربی همخوانی دارند و از این کد می‌توان برای محاسبات توابع تحریک تولید رادیوایزوتوپ ^{64}Cu بهره برد، به‌ویژه در مواردی که داده‌های تجربی در دسترس نیست یا شرایط آزمایشگاهی دشوار است. این ایزوتوپ‌ها می‌توانند با استفاده از سیکلوترون‌های کوچک تولید شوند و به دلیل خواص فیزیکی و شیمیایی مطلوب ^{64}Cu برای کاربردهای پزشکی بسیار حائز اهمیت است. علاوه بر این، سطح مقطع برای اهداف مختلف، از جمله بررسی خواص محافظتی مواد، اهمیت بالایی دارد و نتایج به دست آمده از کد TALYS در این زمینه قابل توجه هستند.

۵- مراجع:

- [۱] Akkurt, I., & Annand, J. R. M. (۲۰۰۲). De-excitation γ -ray technique for high-resolution photoneutron measurements. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, ۲۸(۲), ۱۹۷.
- [۲] Sadeghi, M., Zandi, N., & Bakhtiari, M. (۲۰۱۲). Nuclear model calculation for cyclotron production of ^{61}Cu as a PET imaging. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, ۲۹۲, ۷۷۷-۷۸۳.
- [۳] Demir, N. K., Çetin, B., Akkurt, İ., & Noori, S. S. (۲۰۱۷). Calculations of double differential cross sections on ^{56}Fe , ^{63}Cu and ^{90}Zr neutron emission in proton induced reactions. *spectrum*, ۱۶, ۱۱۸۱.
- [۴] Levkovskii, V. N., Reutov, V. F., & Botvin, K. V. (۱۹۹۰). Formation of hydrogen in zirconium, niobium, and molybdenum during irradiation with alpha particles in the energy interval from ۱۰ to ۴۶ MeV. *Soviet Atomic Energy*, ۶۹(۲), ۶۶۱-۶۶۴.



- [۵] NAOOM, M. N., Ahmed, K. H., & Naji, N. F. (۲۰۱۳). Cross sections and yields calculations for copper- ^{64} production induced by deuterons and protons. *International Journal of Physics and Research (IJPR)*, ۳(۳), ۱۳-۲۰.
- [۶] Uddin, M. S., Chakraborty, A. K., Spellerberg, S., Shariff, M. A., Das, S., Rashid, M. A., ... & Qaim, S. M. (۲۰۱۶). Experimental determination of proton induced reaction cross sections on natNi near threshold energy. *Radiochimica Acta*, ۱۰۴(۵), ۳۰۵-۳۱۴.
- [۷] Avila-Rodriguez, M. A., Nye, J. A., & Nickles, R. J. (۲۰۰۷). Simultaneous production of high specific activity ^{64}Cu and ^{61}Co with ۱۱.۴ MeV protons on enriched ^{64}Ni nuclei. *Applied Radiation and Isotopes*, ۶۵(۱۰), ۱۱۱۵-۱۱۲۰.
- [۸] Noori, S., Akkurt, İ., & Demir, N. (۲۰۱۷). Comparison of excitation functions of longer and shorter lived radionuclides. *Acta Physica Polonica A*, ۱۳۲(۳), ۱۱۸۶-۱۱۸۸.
- [۹] Szelecsényi, F., Kovács, Z., Nagatsu, K., Zhang, M. R., & Suzuki, K. (۲۰۱۴). Excitation function of (p, α) nuclear reaction on enriched ^{67}Zn : possibility of production of ^{64}Cu at low energy cyclotron. *Radiochimica Acta*, ۱۰۲(۶), ۴۶۵-۴۷۲.
- [۱۰] Cuzzocrea, P., Perillo, E., & Notarrigo, S. (۱۹۶۸). Some excitation functions of neutron-induced reactions around ۱۴ MeV. *Il Nuovo Cimento B* (۱۹۶۵-۱۹۷۰), ۵۴(۱), ۵۳-۶۰.
- [۱۱] Koning, A., Hilaire, S., & Goriely, S. (۲۰۱۳). TALYS-۱.۶ A Nuclear Reaction Program, User Manual (NRG, The Netherlands, ۲۰۱۳).
- [۱۲] EXFOR/CSISRS. (۲۰۱۷). Experimental nuclear reaction data file. Brookhaven National Laboratory, National Nuclear Data Center.
- [۱۳] Santry, D. C., & Butler, J. P. (۱۹۶۶). Excitation curves for the (n, γ n), (n, p), and (n, $n\alpha$) reactions of ^{60}Cu . *Canadian Journal of Physics*, ۴۴(۵), ۱۱۸۳-۱۱۹۳.
- [۱۴] Mezzaroba, L., Alfieri, D. F., Simão, A. N. C., & Reiche, E. M. V. (۲۰۱۹). The role of zinc, copper, manganese and iron in neurodegenerative diseases. *Neurotoxicology*, ۷۴, ۲۳۰-۲۴۱.
- [۱۵] Collins, J. F., & Klevay, L. M. (۲۰۱۱). Copper. *Advances in Nutrition*, ۲(۶), ۵۲۰-۵۲۲. doi:۱۰.۳۹۴۵/an.۱۱۱.۰۰۱۲۲۲
- [۱۶] Bormann, M., & Lammers, B. (۱۹۶۹). "Excitation functions of (n,p) and (n, γ n) reactions for some isotopes of K, Mn, Zn and Cu". *Nuclear Physics A*, ۱۳۰(۱), ۱۹۵-۲۰۸. [https://doi.org/10.1016/0370-9474\(69\)90971-3](https://doi.org/10.1016/0370-9474(69)90971-3)
- [۱۷] Huang, X., Yu, W., Han, X., Zhao, W., Lu, H., Chen, J., Shi, Z., Tang, G., & Zhang, G. (۱۹۹۹). The effect of low-energy neutrons on activation cross sections measurement. *Nuclear Science and Engineering*, ۱۳۱(۲), ۲۶۷-۲۷۴. <https://doi.org/10.13182/NSE99-A2033>



- [۱۸] Furuta, M., Shimizu, T., Hayashi, H., Miyazaki, I., Yamamoto, H., Shibata, M., & Kawade, K. (۲۰۰۸). "Measurements of activation cross sections of (n,p) and (n, α) reactions in the energy range of ۳,۵-۵,۹ MeV using a deuterium gas target". *Annals of Nuclear Energy*, ۳۵(۹), ۱۶۵۲-۱۶۶۲. <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2008.02.010>.
- [۱۹] Takacs, S., Tárkányi, F., Király, B., Hermanne, A., & Sonck, M. (۲۰۰۷). Evaluated activation cross sections of longer-lived radionuclides produced by deuteron induced reactions on natural nickel. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, ۲۶۰(۲), ۴۹۵-۵۰۷.
- [۲۰] Krasnovskaya, O. O., Abramchuck, D., Erofeev, A., Gorelkin, P., Kuznetsov, A., Shemukhin, A., & Beloglazkina, E. K. (۲۰۲۳). Recent advances in $^{64}\text{Cu}/^{67}\text{Cu}$ -based radiopharmaceuticals. *International Journal of Molecular Sciences*, ۲۴(۱۱), ۹۱۵۴.
- [۲۱] Radioisotopes, I. A. E. A., & No, R. S. (۲۰۲۲). ۷. Copper- ^{64} Radiopharmaceuticals: Production, Quality Control and Clinical Applications.
- [۲۲] Fani, M., & Nicolas, G. P. (۲۰۲۳). ^{64}Cu -Labeled Radiotracers: Alternative or Choice?. *Journal of Nuclear Medicine*, ۶۴(۱۲), ۱۸۵۵.
- [۲۳] Yang, N., Guo, X. Y., Ding, J., Wang, F., Liu, T. L., Zhu, H., & Yang, Z. (۲۰۲۴, November). Copper- ^{64} Based PET-Radiopharmaceuticals: Ways to Clinical Translational. In *Seminars in Nuclear Medicine*. WB Saunders
- [۲۴] Métivier, C., Le Saëc, P., Gaschet, J., Chauvet, C., Marionneau-Lambot, S., Hofgaard, P. O., ... & Rbah-Vidal, L. (۲۰۲۳). Preclinical Evaluation of a ^{64}Cu -Based Theranostic Approach in a Murine Model of Multiple Myeloma. *Pharmaceutics*, ۱۵(۷), ۱۸۱۷
- [۲۵] Anderson, C. J., & Ferdani, R. (۲۰۰۹). Copper- ^{64} radiopharmaceuticals for PET imaging of cancer: advances in preclinical and clinical research. *Cancer Biotherapy and Radiopharmaceuticals*, ۲۴(۴), ۳۷۹-۳۹۳.
- [۲۶] Avrigeanu, M., Šimečková, E., Fischer, U., Mrázek, J., Novak, J., Štefánik, M., ... & Avrigeanu, V. (۲۰۱۶). Deuteron-induced reactions on Ni isotopes up to ۶۰ MeV. *Physical Review C*, ۹۴(۱), ۰۱۴۶۰۶
- [۲۷] Jauregui-Osoro, M., De Robertis, S., Halsted, P., Gould, S. M., Yu, Z., Paul, R. L., ... & Blower, P. J. (۲۰۲۱). Production of copper- ^{64} using a hospital cyclotron: targetry, purification and quality analysis. *Nuclear Medicine Communications*, ۴۲(۹), ۱۰۲۴-۱۰۳۸.
- [۲۸] Koning, A. J., Hilaire, S., & Duijvestijn, M. C. (۲۰۰۵, May). TALYS: Comprehensive nuclear reaction modeling. In *AIP Conference Proceedings* (Vol. ۷۶۹, No. ۱, pp. ۱۱۵۴-۱۱۵۹). American Institute of Physics.



- [۲۹] Adam Rebeles, R., Van den Winkel, P., Hermanne, A., & Tárkányi, F. (۲۰۰۹). New measurement and evaluation of the excitation function of ^{64}Ni (p, n) reaction for the production of ^{64}Cu . Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, ۲۶۷(۳), ۴۵۷-۴۶۱.
- [۳۰] Aslam, M., Sudár, S., Hussain, M., Malik, A. A., Shah, H. A., & Qaim, S. M. (۲۰۰۹). Charged particle induced reaction cross section data for production of the emerging medically important positron emitter ^{64}Cu : a comprehensive evaluation. Radiochimica Acta, ۹۷(۱۲), ۶۶۹-۶۸۶.
- [۳۱] Guzhovskij, B. Y., Borkin, I. M., Zvenigorodskij, A. G., Rudnev, V. S., Solodovnikov, A. P., & Trusillo, S. V. (۱۹۶۹). Isospin mixing of isobaric analog resonances observed for ^{69}Cu , ^{71}Cu , ^{73}Cu and ^{75}Cu . Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser., ۳۳, ۱۱۹-۱۳۱.
- [۳۲] Adel, D., Mohamed, G. Y., Yousef, Z., Abd El Wahab, M., Ditroi, F., Takács, S., & Al-Abyad, M. (۲۰۲۰). Experimental investigation and theoretical evaluation of proton induced nuclear reactions on nickel. Applied Radiation and Isotopes, ۱۵۹, ۱۰۹۰۹۴.
- [۳۳] Hafiz, M. A. (۲۰۰۷). Measurement of excitation functions of the reactions ^{58}Ni (n, γ n) ^{59}Ni and ^{60}Cu (n, γ n) ^{64}Cu in the neutron energy range ۱۳,۹۰-۱۴,۷۱ MeV. Indian Journal of Pure and Applied Physics, ۴۵(۵), ۴۲۵-۴۲۸.
- [۳۴] Liskien, H., & Paulsen, A. (۱۹۶۵). Cross-section measurement for the threshold reactions ^{56}Fe (n, p) ^{56}Mn , ^{59}Co (n, α) ^{56}Mn and ^{63}Cu (n, γ n) ^{64}Cu between ۱۲۰.۶ and ۱۹۰.۶ MeV neutron energy. Journal of Nuclear Energy. Parts A/B. Reactor Science and Technology, ۱۹(۲), ۷۳-۸۰.
- [۳۵] Daraban, L., Rebeles, R. A., & Hermanne, A. (۲۰۰۹). Study of the excitation function for the deuteron induced reaction on ^{64}Ni (d, γ n) for the production of the medical radioisotope ^{64}Cu . Applied Radiation and Isotopes, ۶۷(۴), ۵۰۶-۵۱۰.
- [۳۶] Hermanne, A., Tárkányi, F., Takacs, S., Kovalev, S. F., & Ignatyuk, A. (۲۰۰۷). Activation cross sections of the ^{64}Ni (d, γ n) reaction for the production of the medical radionuclide ^{64}Cu . Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, ۲۵۸(۲), ۳۰۸-۳۱۲.
- [۳۷] Zweit, J., Smith, A. M., Downey, S., & Sharma, H. L. (۱۹۹۱). Excitation functions for deuteron induced reactions in natural nickel: production of no-carrier-added ^{64}Cu from enriched ^{64}Ni targets for positron emission tomography. International journal of radiation applications and instrumentation. Part A. Applied radiation and isotopes, ۴۲(۲), ۱۹۳-۱۹۷.



بررسی حالت مقید و پراکندگی سیستم دو جسمی نوکلئون – نوکلئون با استفاده از یک پتانسیل

جداناپذیر به روش سه بُعدی (کد مقاله : ۱۴۹۹)

صالحی هاردنگی، محمد^۱ – حسنونند، مریم^۱

۱. دانشگاه صنعتی اصفهان، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک هسته‌ای

چکیده:

یکی از مفاهیم کلی و اساسی در فیزیک هسته‌ای، مطالعه‌ی برهمکنش بین نوکلئون‌ها است تا بر اساس آن بتوانیم شناخت کافی نسبت به نیروهای هسته‌ای و ویژگی‌های اصلی این نیروها پیدا کنیم. در این پژوهش با حل معادله‌ی همگن لیپمن-شوئینگر به روش سه بُعدی، حالت مقید سیستم معروف دو نوکلئونی با جرم‌های برابر (دوترون) را بررسی کرده و انرژی بستگی این سیستم را برای پتانسیل‌های نوع اول، دوم و سوم پتانسیل جداناپذیر مالفلیت-تیجن محاسبه می‌کنیم. انرژی بستگی دوترون برای این پتانسیل‌ها به ترتیب مقادیر $MeV -2.230151$ ، $MeV -2.217486$ و $MeV -2.208788$ به دست آمده است. سپس با حل معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر به روش سه بُعدی، حالت پراکندگی این سیستم دو نوکلئونی را بررسی کرده و ماتریس گذار t را در سه حالت مختلف بررسی می‌کنیم.

کلمات کلیدی: پتانسیل جداناپذیر مالفلیت-تیجن، روش سه بُعدی، انرژی بستگی.

Investigating the Bound State and Scattering of the Nucleon-Nucleon Two-Body System Using a Non Separable potential by Three-Dimensional Method

Salehi Hardangi, Mohammad¹, Hassanvand, Maryam¹

^۱ . Isfahan University of Technology, Department of Physics, Nuclear Physics

Abstract:

One of the fundamental concepts in nuclear physics is the study of nucleon-nucleon interactions, which provides a deeper understanding of the strong nuclear force and its main characteristics. In this research, by solving the homogeneous Lippmann-Schwinger equation by a three-dimensional method, we investigate the bound state two-nucleon system with equal masses (deuteron) and calculate the binding energy of this system for the first, second and third type potentials of the non-separable Malfliet-Tjon potential. Respectively the deuteron binding energy for these potentials is found to be $MeV -2.230151$, $MeV -2.217486$ and $MeV -2.208788$. Then, by solving the inhomogeneous Lippmann-Schwinger equation by a three-dimensional method, we investigate the scattering state of this two-nucleon system and we examine the transition matrix t in three different.

Key words : Non-separable Malfliet-Tjon potential, Three-dimensional method, Binding energy.



۱- مقدمه:

فیزیک هسته‌ای سعی در توصیف و توضیح قواعد حاکم بر رفتار خانواده هادرون‌ها دارد [۱]. همان‌گونه که برای شناخت برهمکنش الکترومغناطیسی هسته به بررسی رفتار ذره‌ای باردار مانند الکترون می‌پردازیم، که در اطراف هسته تحت تأثیر این نوع برهمکنش قرار دارد، برای شناخت و آشنایی با خواص برهمکنش‌های قوی هسته‌ای نیز نیاز به ذراتی داریم که رفتارشان در اطراف هسته تحت تأثیر این نوع برهمکنش‌ها باشد. هادرون‌ها می‌توانند با یکدیگر برهمکنش قوی هسته‌ای داشته باشند از طرفی بررسی رفتار چنین ذراتی در اطراف هسته، اطلاعات بسیار مفید و ارزشمندی در مورد برهمکنش‌های قوی هسته‌ای در اختیار ما قرار می‌دهد [۲]. در این پژوهش قصد داریم ابتدا حالت مقید سیستم دو نوکلئونی معروف دوترون را بررسی کرده و انرژی بستگی این سیستم را محاسبه کنیم، سپس به بررسی حالت پراکندگی این سیستم در حالت‌های مختلف می‌پردازیم.

۲- روش کار و نتایج:

۱-۲- حل معادله‌ی همگن لیپمن-شوئینگر با استفاده از پتانسیل جداناپذیر به روش سه بُعدی

معادله‌ی همگن لیپمن-شوئینگر به فرم زیر تعریف می‌شود:

$$|\psi_b\rangle = G_0(E_b)V|\psi_b\rangle. \quad (1)$$

در رابطه‌ی (۱)، V پتانسیل برهمکنشی دو جسمی، G_0 انتشارگر آزاد سیستم و E_b انرژی بستگی یک سیستم مقید با تابع موج $|\psi_b\rangle$ است. پتانسیلی که ما در محاسبات خود از آن استفاده می‌کنیم، پتانسیل جداناپذیر مالفلیت-تیجن است که در فضای مکان به فرم زیر نمایش داده می‌شود [۳]:

$$V(r) = V_R \frac{e^{-\mu_R r}}{r} - V_A \frac{e^{-\mu_A r}}{r}. \quad (2)$$

این پتانسیل از برهم‌نهی دو برهمکنش یوکاوا‌ی جاذبه‌ی بلند برد و دافعه‌ی کوتاه برد تشکیل شده است. پارامترهای μ_R و V_R پارامترهای مربوط به بخش دافعه و V_A و μ_A پارامترهای مربوط به بخش جاذبه هستند که در جدول ۱، پارامترهای سه نوع مختلف از این پتانسیل آورده شده است.

جدول ۱: پارامترهای پتانسیل مالفلیت-تیجن

پتانسیل	V_A	$\mu_A [MeV]$	V_R	$\mu_R [MeV]$
V_1^{MT}	۳/۱۷۶۹	۳۰۵/۸۶	۷/۲۹۱	۶۱۳/۶۹
V_2^{MT}	۶	۳۰۵/۸۶	۷/۲۹۱	۶۱۳/۶۹
V_3^{MT}	۰/۳۳۰۳	۱۲۴/۹۱	---	---

اکنون قصد داریم انرژی بستگی و هم‌چنین تابع موج دوترون را محاسبه کنیم. برای این منظور به حل عددی معادله‌ی همگن لیپمن-شوئینگر در فضای تکانه خواهیم پرداخت که با ضرب $\langle p |$ از سمت چپ در معادله‌ی (۱) و هم‌چنین با وارد کردن عملگر همانی، به معادله‌ی انتگرالی زیر می‌رسد:



$$\langle \vec{p} | \psi_b \rangle = \langle \vec{p} | G_0 V | \psi_b \rangle$$

$$= \int_0^\infty \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} p'^2 dp' dx' d\phi' \frac{1}{E_b - \frac{p^2}{2\mu}} \langle \vec{p} | V | \vec{p}' \rangle \langle \vec{p}' | \psi_b \rangle . \quad (3)$$

در رابطه‌ی (۳)، μ جرم کاهش یافته‌ی نوکلئون‌هاست. با توجه به این که محاسبات را در فضای تکانه انجام می‌دهیم، پتانسیل مالفلت-تیجن (۲) را با استفاده از تبدیل فوریه به فضای تکانه می‌بریم که این پتانسیل در فضای تکانه به فرم زیر است:

$$V(\vec{p}', \vec{p}) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{V_R}{(\vec{p}' - \vec{p})^2 + \mu_R^2} - \frac{V_A}{(\vec{p}' - \vec{p})^2 + \mu_A^2} \right) . \quad (4)$$

از آن جایی که پتانسیل در نظر گرفته شده یک پتانسیل موضعی است، پس بخش زاویه‌ای تابع موج از هارمونیک‌های کروی پیروی می‌کند. از طرفی با توجه به این که می‌توانیم از اسپین نوکلئون‌ها صرف نظر کنیم تنها حالت ممکن برای دوترون حالت S است. در نهایت از آن جایی که در محاسبه‌ی هیچ راستایی ارجحیت ندارد، بردار $\vec{p}$ را در راستای محور Z در نظر گرفته و معادله‌ی (۳) به صورت زیر خواهد شد:

$$\psi_b(p) = \int_0^\infty \int_{-1}^{+1} \int_0^{2\pi} p'^2 dp' dx' d\phi' \frac{1}{E_b - \frac{p^2}{2\mu}} V(p', p, x') \psi_b(p') . \quad (5)$$

معادله‌ی انتگرالی (۵)، نقطه‌ی شروع محاسبه‌ی عددی معادله‌ی همگن لیپمن-شوئینگر جهت محاسبه‌ی انرژی بستگی سیستم مقید معروف دوترون و هم‌چنین محاسبه‌ی تابع موج این سیستم است که می‌توانیم آن را بدون استفاده از روش تکرار و به روش مستقیم حل کنیم.

۲-۲- حل معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر با استفاده از پتانسیل جداناپذیر به روش سه بُعدی

معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر برای توصیف فرآیند پراکندگی غیر نسبیتی سیستم‌های دو جسمی است که به فرم زیر تعریف می‌شود:

$$t = V + V G_0 t . \quad (7)$$

در معادله‌ی (۷)، t عملگر انتقال است که توسط معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر توصیف می‌شود. اکنون قصد داریم به حل عددی معادله ناهمگن لیپمن-شوئینگر در فضای تکانه برای یک سیستم دو نوکلئونی با جرم‌هایی برابر بپردازیم. برای این منظور معادله‌ی (۷)، را از سمت چپ در $\langle \vec{p}' |$ و از سمت راست در $|\vec{p}\rangle$ ضرب و هم‌چنین با اعمال عملگر همانی به معادله‌ی انتگرالی زیر می‌رسیم:

$$\langle \vec{p}' | t(E) | \vec{p} \rangle = \langle \vec{p}' | V | \vec{p} \rangle + \int d^3 p'' \langle \vec{p}' | V | \vec{p}'' \rangle G_0(E) \langle \vec{p}'' | t(E) | \vec{p} \rangle . \quad (8)$$



محاسبات خود را در یک چارچوب غیر نسبیتی انجام داده و از اسپین و ایزواسپین نوکلئون‌ها صرف نظر می‌کنیم. در رابطه‌ی (۸)، $|\vec{p}|$ بیانگر تکانه‌ی هر یک از نوکلئون‌ها با جرم m و حالت‌های $|\vec{p}\rangle$ ویژه حالت‌های هامیلتونی آزاد سیستم دو نوکلئونی در چارچوب مرکز جرم هستند. اکنون معادله‌ی انتگرالی (۸)، را می‌توانیم به صورت زیر باز نویسی کنیم:

$$t(p', p, x') = V(p', p, x') + \int d^3 p'' V(p', p'', y) \frac{1}{E - \frac{p''^2}{2\mu}} t(p'', p, x'') . \quad (9)$$

با پدیدار شدن عبارت $V(p', p'', y)$ در معادله‌ی انتگرالی (۹)، می‌توانیم متناظر با پتانسیل V ، کمیت U را به گونه‌ای تعریف می‌کنیم که وابستگی زاویه‌ی سمتی φ'' برداشته شود:

$$v(p', p'', x', x'') = \int_0^{2\pi} V(p', p'', x'x'' + \sqrt{1-x'^2} \sqrt{1-x''^2} \cos \varphi'') d\varphi'' . \quad (10)$$

با توجه به تعریف کمیت U معادله‌ی انتگرالی (۹)، به فرم زیر خواهد شد:

$$t(p', p, x') = \frac{1}{2\pi} v(p', p, x') + \int_0^\infty \int_{-1}^{+1} p''^2 dp'' dx'' v(p', p'', x', x'') \frac{1}{E - \frac{p''^2}{2\mu}} t(p'', p, x'') . \quad (11)$$

معادله‌ی (۱۱)، یک معادله‌ی انتگرالی دوگانه است که نقطه‌ی شروع محاسبه‌ی عددی عملگر گذار t یک سیستم دو جرمی در انرژی‌های مثبت و منفی است که در انرژی‌های مثبت دچار تکینگی خواهد شد که می‌توان با استفاده از فرمول کوشی از تکینگی دوری کرد.

۳- نتایج:

۳-۱- ارائه نتایج به دست آمده پس از حل معادله‌ی همگن لیپمن-شوئینگر

پس از انجام محاسبات لازم برای حل عددی معادله‌ی انتگرالی (۵)، این معادله به فرم زیر خواهد شد.

$$\psi_j = \sum_{i=1}^N K_{ij} \psi_i . \quad (12)$$

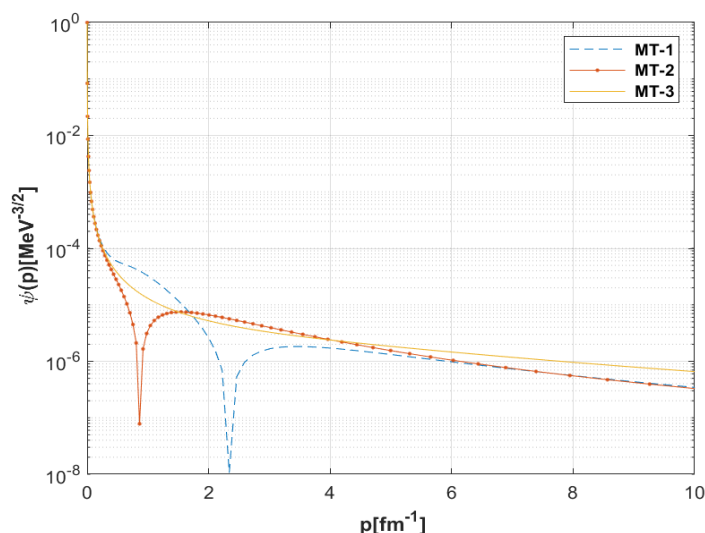
رابطه‌ی (۱۲)، معادله‌ای به فرم $\psi = K\psi$ است که حالت خاصی از معادله‌ی ویژه مقداری $K\psi = \alpha\psi$ است که با حل این معادله‌ی ویژه مقداری، به دنبال انرژی‌هایی هستیم که در آن‌ها یکی از ویژه مقادیر ماتریس K ، یک است. این انرژی‌ها، انرژی‌های بستگی متناظر با پتانسیل‌های اعمال شده و ویژه توابع محاسبه شده نیز، توابع موج دوترون در فضای تکانه هستند. انرژی بستگی سیستم دوترون برای سه نوع مختلف پتانسیل مالفلیت-تیجن محاسبه شد و نتایج به دست آمده در جدول ۲ گزارش شده است. لازم به ذکر است که ویژه مقادیر اعمال شده در معادله‌ی ویژه مقداری مربوطه، برای محاسبه‌ی هر کدام از انرژی بستگی‌های محاسبه شده نیز در این جدول یاد داشت شده است.



جدول ۲: انرژی بستگی‌های دوترون و ویژه مقادیر متناظر با این انرژی‌ها برای سه نوع مختلف پتانسیل مالفلیت-تیجن

ویژه مقدار	انرژی بستگی (مگا الکترون ولت)	پتانسیل
۱/۰۰۰۰۰۰۰۱	-۲/۲۳۰۱۵۱	V_1^{MT}
۱/۰۰۰۰۰۰۰۱	-۲/۲۱۷۴۸۶	V_2^{MT}
۱/۰۰۰۰۰۰۱	-۲/۲۰۸۷۸۸	V_3^{MT}

در شکل (۱)، نیز تابع موج دوترون برای سه نوع مختلف پتانسیل مالفلیت-تیجن نشان داده شده است. همان‌گونه که انتظار داشتیم، تابع موج متناظر با پتانسیل نوع اول و دوم دارای ناپیوستگی است که دلیل آن نیز به خاطر وجود بخش دافعه و بخش جاذبه در این پتانسیل است در حالی که تابع موج متناظر با پتانسیل نوع سوم که یک پتانسیل یوکاواوی جاذبه‌ی ناب است، پیوسته است.

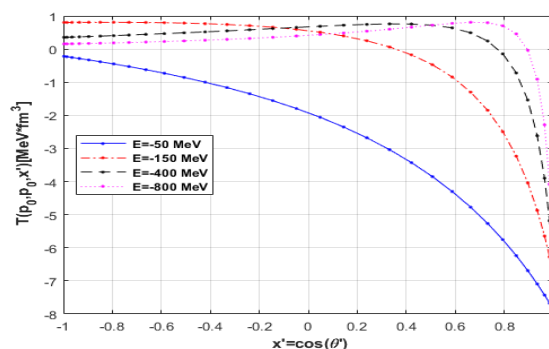
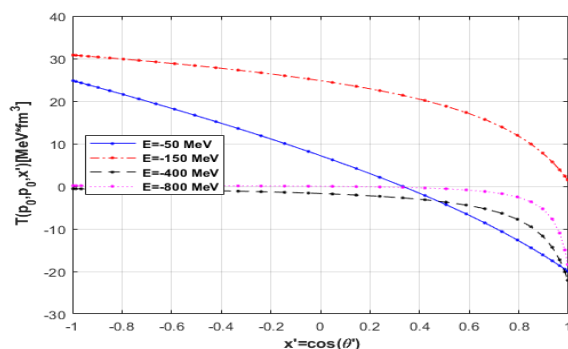


شکل (۱) منحنی تابع موج دوترون برای پتانسیل‌های نوع اول، دوم و سوم مالفلیت-تیجن

۳-۱- ارائه نتایج به دست آمده پس از حل معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر

پس از حل عددی معادله‌ی (۱۱)، می‌توانیم ماتریس گذار t را برای یک سیستم دو نوکلئونی محاسبه کنیم. اکنون قصد داریم ماتریس گذار t را برای سه حالت مختلف بررسی کنیم.

الف) حالت The off- shell t-matrix : در شکل‌های (۲) و (۳) به ترتیب وابستگی زاویه‌ای ماتریس گذار t برای پتانسیل‌های V_1^{MT} و V_2^{MT} برای چهار انرژی مختلف رسم شده است. با افزایش قدر مطلق انرژی قله‌ی ماتریس t به سمت جلو می‌رود.

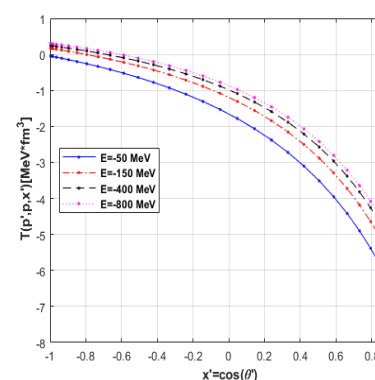
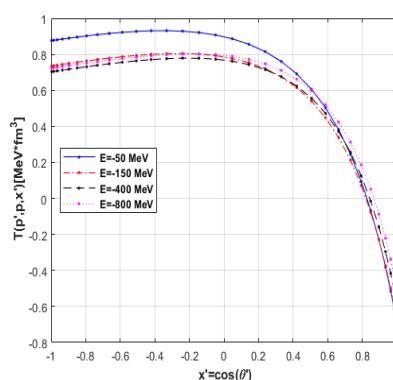
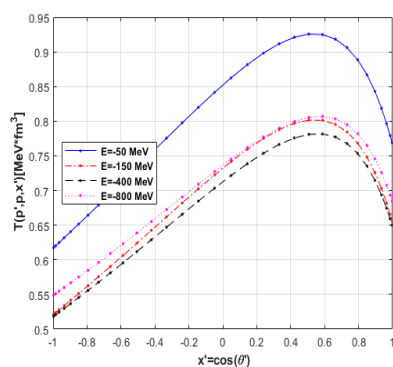


شکل (۳) وابستگی زاویه‌ای ماتریس گذار t برای پتانسیل V_2^{MT}

شکل (۲) وابستگی زاویه‌ای ماتریس گذار t برای پتانسیل V_1^{MT}

ب) حالت The half-off-shell t-matrix : در شکل‌های (۴) تا (۶) به ترتیب وابستگی ماتریس گذار t برای پتانسیل V_1^{MT} برای چهار انرژی مختلف و به ازای $p' = 200 \text{ MeV}/c$ ، $p' = 400 \text{ MeV}/c$ و $p' = 800 \text{ MeV}/c$ و تکانه ثابت $p = 250 \text{ MeV}/c$

رسم شده است. تغییرات ماتریس گذار t به ازای هر کدام از مقادیر تکانه p' ، برای هر چهار انرژی اعمال شده تقریباً یکسان است.

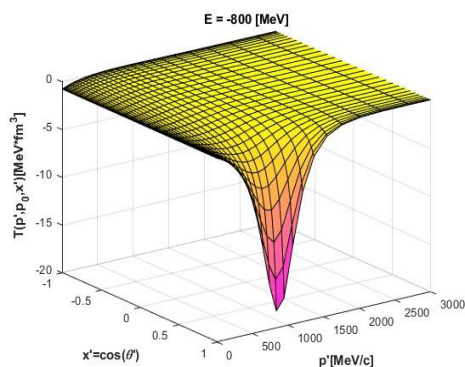


شکل (۶) وابستگی زاویه‌ای ماتریس گذار t برای $p' = 800 \text{ MeV}/c$

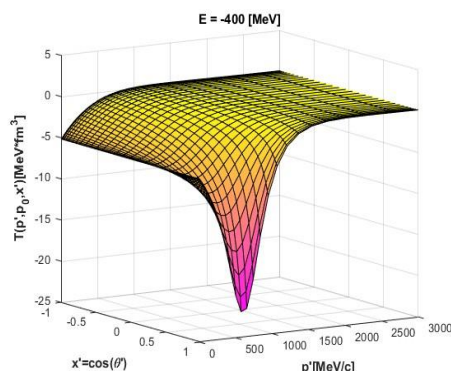
شکل (۵) وابستگی زاویه‌ای ماتریس گذار t برای $p' = 600 \text{ MeV}/c$

شکل (۴) وابستگی زاویه‌ای ماتریس گذار t برای $p' = 200 \text{ MeV}/c$

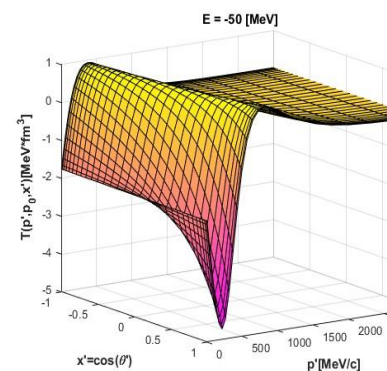
در شکل‌های (۷) تا (۹) به ترتیب وابستگی ماتریس زاویه‌ای و تکانه‌ای ماتریس گذار t برای پتانسیل V_2^{MT} برای سه انرژی مختلف رسم شده است. ماتریس گذار t در جایی که مقدار تکانه‌ی p' با تکانه‌ی p تقریباً برابر است، دارای قله است و با افزایش مقدار تکانه‌ی p' مقدار عملگر گذار t به سمت صفر میل می‌کند.



شکل (۹) وابستگی زاویه‌ای و تکانه‌ای ماتریس گذار t برای انرژی -800 مگاالکترون ولت

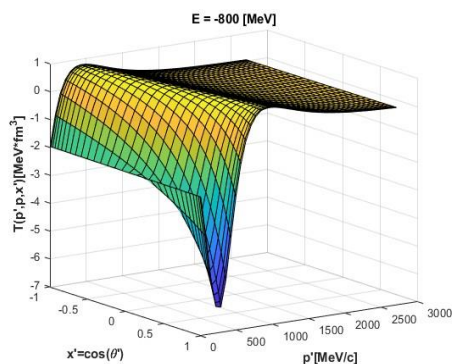


شکل (۸) وابستگی زاویه‌ای و تکانه‌ای ماتریس گذار t برای انرژی -400 مگاالکترون ولت

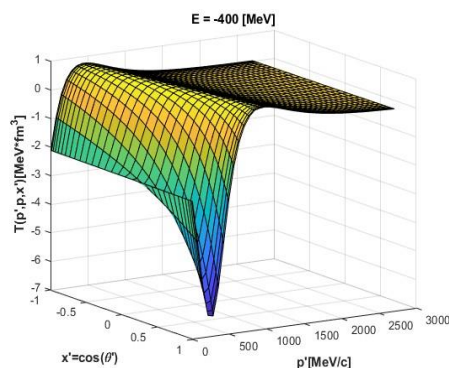


شکل (۷) وابستگی زاویه‌ای و تکانه‌ای ماتریس گذار t برای انرژی -50 مگاالکترون ولت

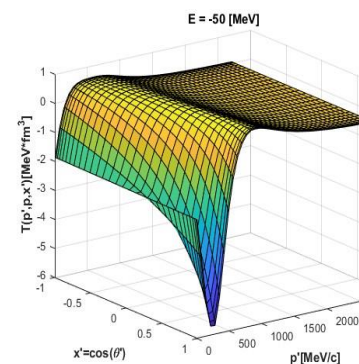
حالت The fully-off-shell t-matrix: در شکل‌های (۱۰) تا (۱۲) به ترتیب وابستگی ماتریس زاویه‌ای و تکانه‌ای ماتریس گذار t برای پتانسیل V_1^{MT} برای سه انرژی مختلف و به ازای $p = 250 \text{ MeV}/c$ رسم شده است. در این حالت برخلاف حالت half-off-shell، ماتریس گذار در جایی که مقدار تکانه‌ای p' با مقدار تکانه‌ای p_0 برابر است، دارای قله نیست، بلکه برای هر سه مقدار انرژی اعمال شده، در جایی که مقدار تکانه‌ای p' با مقدار تکانه‌ای p برابر است (یعنی $p' = p = 250 \text{ MeV}/c$)، دارای قله است. هرچند همانند حالت half off-shell، با افزایش مقدار تکانه‌ای p' ماتریس گذار t به سمت صفر میل می‌کند.



شکل (۱۲) وابستگی زاویه‌ای و تکانه‌ای ماتریس گذار t برای انرژی -800 مگاالکترون ولت



شکل (۱۱) وابستگی زاویه‌ای و تکانه‌ای ماتریس گذار t برای انرژی -400 مگاالکترون ولت



شکل (۱۰) وابستگی زاویه‌ای و تکانه‌ای ماتریس گذار t برای انرژی -50 مگاالکترون ولت

۴- مراجع

- [۱] J. Zmreckal; "Nuclear multifragmentation and phase transition for hot nuclei"; Progress in Particle and Nuclear Physics ۶۱, (۲۰۰۸) ۵۵۱-۶۰۱.
- [۲] C. Wulfman; "Group-theoretic interpretation of the bound states of Morse oscillators"; Physical Review A ۵۴, (۱۹۹۶) ۹۸۷-۹۹۰.
- [۳] R. A. Malfliet, J. A. Tjon; "Solution of the Faddeev equations for the triton problem using local two-particle interactions"; Nuclear Physics A ۱۲۷, (۱۹۶۹) ۱۶۱-۱۷۲.



محاسبه‌ی سطح مقطع پراکندگی سیستم نوکلئون-نوکلئون با استفاده از یک پتانسیل جداناپذیر

به روش سه بُعدی (کد مقاله : ۱۵۶۲)

صالحی هاردنگی، محمد^۱ - حسنونند، مریم^۱

۱. دانشگاه صنعتی اصفهان، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک هسته‌ای

چکیده:

یکی از مهم‌ترین موضوعاتی که در فیزیک هسته‌ای با آن روبه‌رو هستیم، مسئله‌ی پراکندگی ذرات و محاسبه‌ی سطح مقطع پراکندگی است. مخصوصاً زمانی که تلاش برای درک و فهم نیروهای هسته‌ای و قوانین حاکم بر برهمکنش ذرات بنیادی داریم تنها تکنیک قابل استفاده، پراکندگی ذرات مختلف به وسیله‌ی هدف‌های گوناگون می‌باشد. در این پژوهش ما با حل معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر با استفاده از پتانسیل جداناپذیر مالفلیت-تیجن در فضای تکانه به بررسی حالت پراکندگی یک سیستم دو جسمی نوکلئون-نوکلئون و هم‌چنین محاسبه‌ی سطح مقطع کل پراکندگی این سیستم می‌پردازیم. سطح مقطع کل پراکندگی برای این سیستم دو نوکلئونی برای پتانسیل‌های نوع اول، دوم، سوم و چهارم پتانسیل مالفلیت-تیجن برای انرژی ۴۰۰ MeV به ترتیب مقادیر ۳۹/۳ mb، ۵۲/۳ mb، ۲۱۳/۴ mb و ۳۱۱/۱ mb و برای انرژی ۸۰۰ MeV به ترتیب مقادیر ۲۵/۶ mb، ۳۲/۷ mb، ۱۱۸/۳ mb و ۱۸۱/۸ mb به دست آمده است.

کلمات کلیدی: معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر، پتانسیل جداناپذیر مالفلیت-تیجن، روش سه بُعدی، سطح مقطع پراکندگی.

Calculation of the Scattering Cross Section of the Nucleon-Nucleon Two-Body System Using a Non Separable potential by Three-Dimensional Method

Salehi Hardangi, Mohammad^۱, Hassanvand, Maryam^۱

۱. Isfahan University of Technology, Department of Physics, Nuclear Physics

Abstract:

One of the most important issues we face in nuclear physics is the problem of particle scattering and the calculation of the scattering cross section. Especially when we are trying to understand the nuclear forces and the laws governing the interaction of elementary particles, the only technique that can be used is the scattering of different particles by different targets. In this study, we investigate the scattering state of a two-body nucleon-nucleon system by solving the inhomogeneous Lippmann-Schwinger equation using the nonseparable Malfliet-Tjon potential in momentum space and also calculate the total scattering cross section of this system. Respectively the total scattering cross section for this two-nucleon system for the first, second, third and fourth type potentials of the Malfliet-Tjon potential for $E=400$ MeV is ۳۹.۳ mb, ۵۲.۳ mb, ۲۱۳.۴ mb and ۳۱۱.۱ mb, and respectively for $E=800$ MeV is ۲۵.۶ mb, ۳۲.۷ mb, ۱۱۸.۳ mb and ۱۸۱.۸ mb.

Key words : Inhomogeneous Lippmann-Schwinger equation, Non-separable Malfliet-Tjon potential, Three-dimensional method, Scattering cross section.



۱- مقدمه:

از روزهای آغازین فیزیک هسته‌ای سیستم‌های چند جسمی مورد توجه خاصی قرار داشته‌اند. پراکندگی در سیستم‌های دو جسمی توسط معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر توصیف می‌شود که برای حل این معادله می‌توان از دو نمایش پاره موجی و سه بُعدی استفاده کنیم. در محدوده‌ی انرژی‌های پایین، از چند تا چندین ده مگاالکترون ولت تعداد کمی از مولفه‌های اندازه حرکت زاویه‌ای (l های کوچک) در فرآیند پراکندگی نوکلئون-نوکلئون سهمیم هستند و تجزیه و تحلیل پراکندگی بر اساس اندازه حرکت زاویه‌ای و استفاده از روش پاره موجی مناسب است اما در انرژی‌های میانی، چند صد مگاالکترون ولت و بالاتر تعداد زیادی از مولفه‌های اندازه حرکت زاویه‌ای (l های بزرگ) در دامنه پراکندگی شرکت می‌کنند و استفاده از روش پاره موجی بسیار دشوار و پیچیده خواهد شد و تعیین مستقیم ماتریس گذار t به صورت تابعی از بردارهای اندازه حرکت خطی اولیه و نهایی و استفاده از روش سه بُعدی بسیار مناسب‌تر است [۱]. در این پژوهش قصد داریم حالت پراکندگی یک سیستم دو نوکلئونی با جرم‌های یکسان ($m = 938.9 \text{ MeV}/c^2$) را بررسی کرده و سطح مقطع دیفرانسیلی و سطح مقطع کل پراکندگی این سیستم را محاسبه کنیم.

۲- روش کار:

برای بررسی حالت پراکندگی سیستم‌های دو جسمی از معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر استفاده می‌کنیم. برای حل این معادله نیاز به پتانسیل‌های دو جسمی مناسبی داریم که این پتانسیل‌ها از لحاظ جدابودن یا جدانبودن بخش زاویه‌ای از بخش شعاعی، به دو خانواده‌ی بزرگ پتانسیل‌های جداپذیر و پتانسیل‌های جدانپذیر تقسیم می‌شوند که در اصل پتانسیل‌های جداپذیر تقریبی از پتانسیل‌های جدانپذیر هستند [۲]. پتانسیل‌های جدانپذیر پتانسیل‌هایی فیزیکی‌تر و به واقعیت نزدیک‌ترند که پس از حل معادلات با استفاده از این پتانسیل‌ها، نتایج به دست آمده با نتایج تجربی تطابق بسیار خوبی دارند.

حل معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر با استفاده از پتانسیل جدانپذیر به روش سه بُعدی

در این بخش به بررسی و فرمول‌بندی پراکندگی سیستم دو جسمی نوکلئون-نوکلئون در چارچوب مرکز جرم می‌پردازیم. معادله‌ای که فرآیند پراکندگی غیر نسبیتی یک سیستم‌های دو جسمی را توصیف می‌کند، معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر است که به فرم زیر تعریف می‌شود:

$$t = V + VG_0 t \quad (1)$$

در معادله‌ی (۱)، t عملگر انتقال، V پتانسیل برهمکنش دو جسمی و G_0 انتشارگر آزاد سیستم است. پتانسیلی که ما در محاسبات خود از آن استفاده خواهیم کرد، پتانسیل جدانپذیر مالفیت-تیجن است که از دو بخش تشکیل شده است و در فضای پیکربندی به فرم زیر تعریف می‌شود [۳]:

$$V_{(r)} = V_R \frac{e^{-\mu_R r}}{r} - V_A \frac{e^{-\mu_A r}}{r} \quad (2)$$



پتانسیل جداناپذیر مالفیت-تیجن از برهم‌نهی دو برهمکنش یوکاوی دافعه‌ی کوتاه برد و جاذبه‌ی بلند برد تشکیل شده است. پارامترهای V_R و μ_R پارامترهای مربوط به بخش دافعه و V_A و μ_A پارامترهای مربوط به بخش جاذبه هستند که در جدول ۱، پارامترهای مربوط به چهار نوع مختلف از این پتانسیل با توجه با در نظر گرفتن $\hbar c = 197.3286 \text{ MeV} \cdot \text{fm} = 1$ آورده شده است.

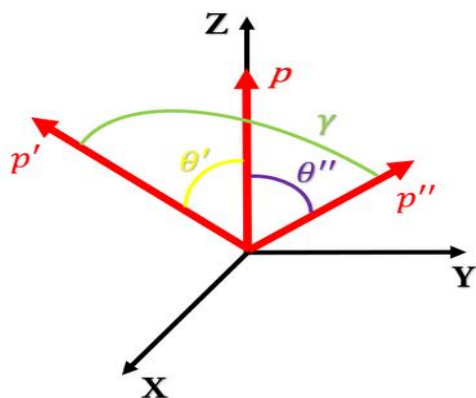
جدول ۱: پارامترهای پتانسیل جداناپذیر مالفیت-تیجن

پتانسیل	V_A	$\mu_A [\text{MeV}]$	V_R	$\mu_R [\text{MeV}]$
V_1^{MT}	۲/۶۰۴۷	۳۰۵/۸۶	۷/۲۹۱	۶۱۳/۶۹
V_2^{MT}	۳/۱۷۶۹	۳۰۵/۸۶	۷/۲۹۱	۶۱۳/۶۹
V_3^{MT}	۵/۱	۳۰۵/۸۶	۷/۲۹۱	۶۱۳/۶۹
V_4^{MT}	۶/۰	۳۰۵/۸۶	۷/۲۹۱	۶۱۳/۶۹

معادله‌ای که عملگر گذار t را توصیف می‌کند، معادله‌ی نا همگن لیپمن-شوئیگر (۱) است که ما برای سیستم دو جسمی نوکلئون-نوکلئون قصد داریم این معادله را در فضای تکانه حل کنیم. نمایش رابطه‌ی (۱)، در فضای تکانه برای یک سیستم دو نوکلئونی با ذراتی یکسان با اعمال $|\vec{p}'\rangle$ از سمت چپ و $\langle \vec{p} |$ از سمت راست و هم‌چنین با وارد کردن عملگر همانی، به معادله‌ی انتگرالی زیر می‌رسد:

$$\langle \vec{p}' | t(E) | \vec{p} \rangle = \langle \vec{p}' | V | \vec{p} \rangle + \int d^3 p'' \langle \vec{p}' | V | \vec{p}'' \rangle G_0(E) \langle \vec{p}'' | t(E) | \vec{p} \rangle. \quad (3)$$

محاسبات خود را در یک چارچوب غیر نسبیتی انجام داده و از اسپین و ایزواسپین نوکلئون‌ها صرف نظر می‌کنیم. در رابطه‌ی (۳)، $|\vec{p}|$ بیانگر تکانه‌ی هر یک از نوکلئون‌ها با جرم m و حالت‌های $|\vec{p}\rangle$ ویژه حالت‌های هامیلتونی آزاد سیستم دو نوکلئونی در چارچوب مرکز جرم هستند. برای حل معادله‌ی انتگرالی (۳)، نیاز به انتخاب دستگاه مختصات مناسبی خواهیم داشت تا محاسبات را ساده‌تر کند، برای این منظور ما دستگاه مختصات نشان داده شده در شکل (۱) را در نظر می‌گیریم.



شکل (۱) دستگاه مختصات در نظر گرفته شده برای بردارها و زوایای بین آن‌ها

با توجه به دستگاه مختصات فوق خواهیم داشت:



$$\begin{cases} x' = \vec{p}' \cdot \vec{p} = \cos \theta' \\ x'' = \vec{p}'' \cdot \vec{p} = \cos \theta'' \\ y = \vec{p}'' \cdot \vec{p}' = \cos \Upsilon \end{cases} \quad (4)$$

با استفاده از رابطه‌ی کسینوس‌ها نیز داریم که:

$$y = \cos \Upsilon = \cos \theta' \cos \theta'' + \sin \theta' \sin \theta'' \cos(\varphi'' - \varphi') \quad (5)$$

در رابطه‌ی (۵)، φ' و φ'' به ترتیب زوایای سمتی بین بردارهای تکانه $\vec{p}'$ و $\vec{p}''$ با بردار تکانه $\vec{p}$ هستند. بدون آنکه خلل یا مشکلی در روند انجام محاسبات ایجاد شود، می‌توانیم بردار $\vec{p}'$ را در صفحه‌ی $X-Z$ در نظر بگیریم و خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \varphi' = 0 \rightarrow y &= \cos \theta' \cos \theta'' + \sin \theta' \sin \theta'' \cos \varphi'' \\ &= x' x'' + \sqrt{1-x'^2} \sqrt{1-x''^2} \cos \varphi'' \quad (6) \end{aligned}$$

اکنون با استفاده از روابط (۴)، (۵) و (۶) معادله‌ی انتگرالی (۳)، را می‌توانیم به صورت زیر باز نویسی کنیم:

$$t(p', p, x') = V(p', p, x') + \int d^3 p'' V(p', p'', y) \frac{1}{E - \frac{p''^2}{2\mu}} t(p'', p, x'') \quad (7)$$

با توجه به این‌که قصد داریم معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر را در فضای تکانه حل کنیم و پتانسیلی که برای حل این معادله برای سیستم دو جسمی نوکلئون-نوکلئون خود در نظر گرفته‌ایم، پتانسیل جداناپذیر مالفلیت-تیجن است که در فضای مکان به صورت رابطه‌ی (۲)، تعریف می‌شود. اکنون می‌توانیم با استفاده از تبدیل فوریه این پتانسیل را در فضای تکانه به صورت زیر بنویسیم:

$$V(\vec{p}', \vec{p}) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{V_R}{(\vec{p}' - \vec{p})^2 + \mu_R^2} - \frac{V_A}{(\vec{p}' - \vec{p})^2 + \mu_A^2} \right) \quad (8)$$

با پدیدار شدن عبارت $V(p', p'', y)$ در معادله‌ی انتگرالی (۷)، می‌توانیم متناظر با پتانسیل V ، کمیت U را به گونه‌ای تعریف می‌کنیم که وابستگی زاویه‌ی سمتی φ'' برداشته شود:

$$v(p', p'', x', x'') = \int_0^{2\pi} V(p', p'', x' x'' + \sqrt{1-x'^2} \sqrt{1-x''^2} \cos \varphi'') d\varphi'' \quad (9)$$

با توجه به رابطه‌ی (۸) و تعریف کمیت U خواهیم داشت که:

$$\begin{aligned} v(p', p'', x', x'') &= \frac{1}{\pi} \left(\frac{V_R}{\sqrt{(p'^2 + p''^2 - 2p'p''x'x'' + \mu_R^2)^2 - 4p'^2 p''^2 (1-x'^2)(1-x''^2)}} \right. \\ &\quad \left. - \frac{V_A}{\sqrt{(p'^2 + p''^2 - 2p'p''x'x'' + \mu_A^2)^2 - 4p'^2 p''^2 (1-x'^2)(1-x''^2)}} \right) \quad (10) \end{aligned}$$

در نهایت معادله‌ی انتگرالی (۷)، به فرم زیر خواهد شد:



$$t(p', p, x') = \frac{1}{2\pi} v(p', p, x') + \int_0^\infty \int_{-1}^{+1} p''^2 dp'' dx'' v(p', p'', x', x'') - \frac{1}{E - \frac{p''^2}{2\mu}} t(p'', p, x'') . \quad (11)$$

معادله‌ی (۱۱)، یک معادله‌ی انتگرالی دوگانه است که نقطه‌ی شروع محاسبه‌ی عددی عملگر گذار t یک سیستم دو جسمی در انرژی‌های مثبت و منفی است که در انرژی‌های مثبت دچار تکینگی خواهد شد که می‌توان با استفاده از فرمول کوشی از تکینگی دوری کرد. اگر $p' = p = p_0$ ، حالت Off-shell نامیده می‌شود و ماتریس گذار t که با حل عددی معادله‌ی (۱۱)، محاسبه شده است به صورت $t(p_0, p_0, x')$ خواهد بود. برای محاسبه‌ی سطح مقطع دیفرانسیلی و سطح مقطع کل پراکندگی سیستم دو جسمی نوکلئون-نوکلئون مورد نظر با جرم‌های یکسان، نیاز به محاسبه‌ی ماتریس گذار t در حالت Off-shell خواهیم داشت زیرا سطح مقطع دیفرانسیلی برابر با مربع اندازه‌ی دامنه‌ی پراکندگی است.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\vec{p}', \vec{p})|^2 . \quad (12)$$

با توجه به این که $|\vec{p}'| = |\vec{p}| = |\vec{p}_0|$ است، پس خواهیم داشت:

$$f(p_0, p_0) = -(2\pi)^2 \mu t(p_0, p_0), p_0 = \sqrt{2\mu |E|} . \quad (13)$$

پس سطح مقطع دیفرانسیلی متناسب با مربع اندازه‌ی ماتریس گذار t در حالت Off-shell است و به فرم زیر تعریف می‌شود:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4m^2 \pi^4 |t(p_0, p_0, x')|^2 . \quad (14)$$

با توجه به این که هر دو ذره یکسان هستند و انحراف ذره تحت زاویه θ و انحراف تحت زاویه $\pi - \theta$ در چارچوب مرکز جرم قابل تمییز نیستند، برای سطح مقطع دیفرانسیلی داریم که:

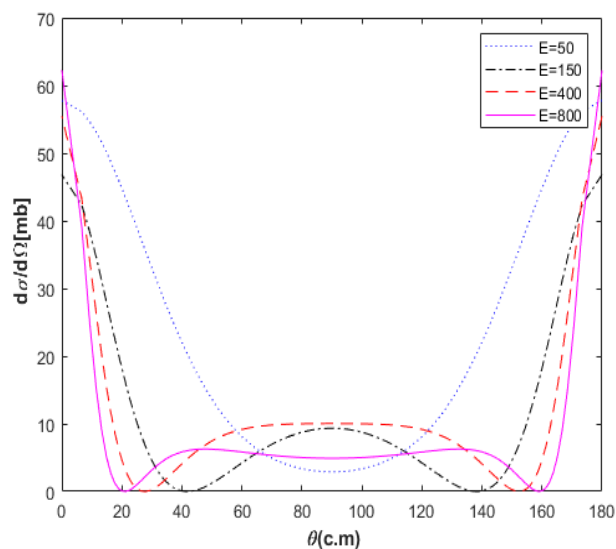
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4m^2 \pi^4 |t(p_0, p_0, x') + t(p_0, p_0, -x')|^2 . \quad (15)$$

در نهایت، سطح مقطع کل پراکندگی از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

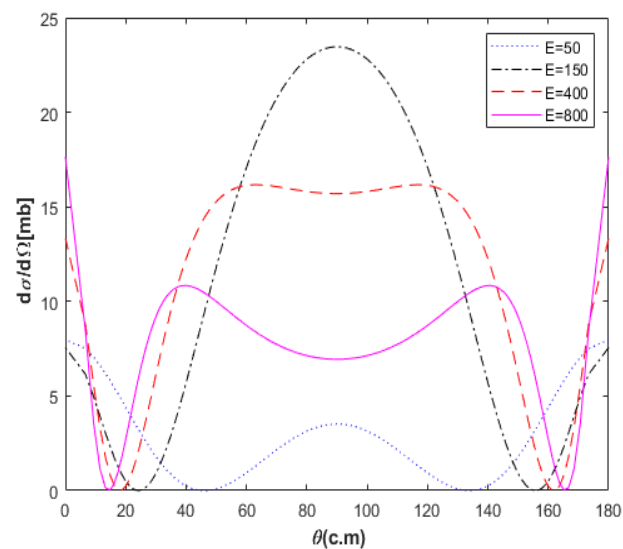
$$\sigma_{tot} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega . \quad (16)$$

۳- نتایج:

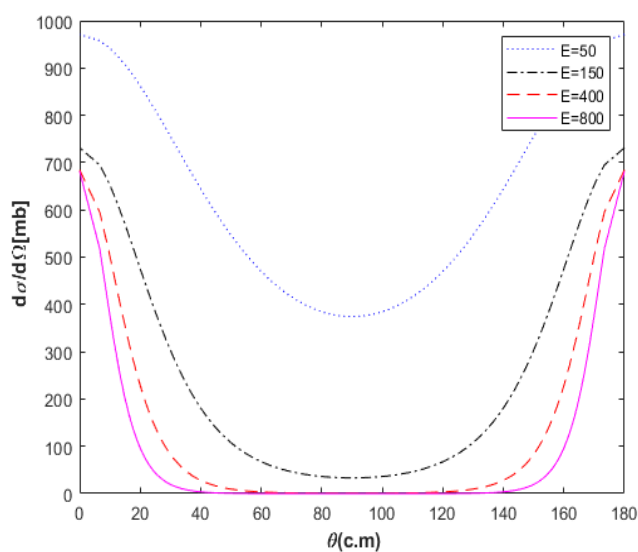
پس از حل عددی معادله‌ی (۱۱)، ماتریس گذار t را برای این سیستم دو نوکلئونی در حالت Off-shell در انرژی‌های مثبت محاسبه کردیم و سپس با استفاده از رابطه‌ی (۱۵)، سطح مقطع دیفرانسیلی این سیستم را در چهار انرژی متفاوت برای هر چهار نوع مختلف پارامترهای پتانسیل مالفلیت-تیجن به دست آوردیم. شکل‌های (۲) تا (۵)، به ترتیب نمودار سطح مقطع دیفرانسیلی این سیستم برای پتانسیل‌های V_4^{MT} و V_3^{MT} ، V_2^{MT} ، V_1^{MT} مالفلیت-تیجن رسم شده است.



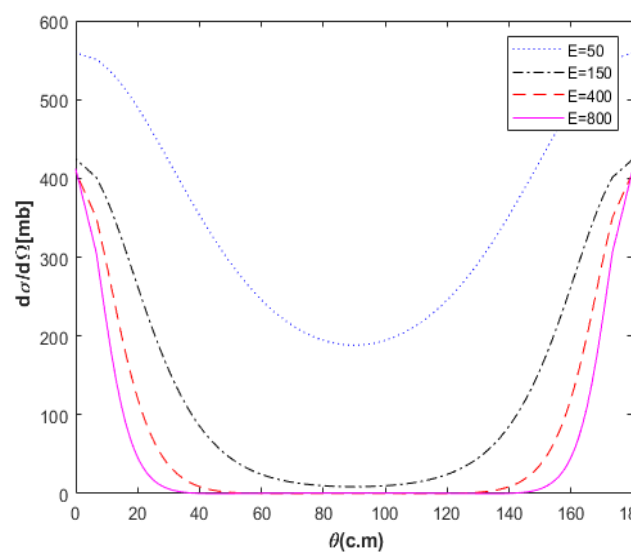
شکل (۳) سطح مقطع دیفرانسیلی سیستم دو نوکلئونی یکسان برای V_2^{MT}



(۲) سطح مقطع دیفرانسیلی سیستم دو نوکلئونی یکسان برای V_1^{MT}



شکل (۵) سطح مقطع دیفرانسیلی سیستم دو نوکلئونی یکسان برای V_4^{MT}



(۴) سطح مقطع دیفرانسیلی سیستم دو نوکلئونی یکسان برای V_3^{MT}

در نهایت، با استفاده از رابطه‌ی (۱۶)، سطح مقطع پراکندگی کل را برای هر چهار نوع پتانسیل مالفلیت-تیجن در انرژی‌های متفاوت محاسبه کردیم و در جدول ۲ آورده‌ایم.

جدول ۲: سطح مقطع پراکندگی کل برای چهار نوع مختلف پتانسیل مالفلیت-تیجن در انرژی‌های متفاوت

	V_1^{MT}		V_2^{MT}		V_3^{MT}		V_4^{MT}	
$E [MeV]$	۴۰۰	۸۰۰	۴۰۰	۸۰۰	۴۰۰	۸۰۰	۴۰۰	۸۰۰
$\sigma_{tot} [mb]$	۳۹/۳	۲۵/۶	۵۲/۳	۳۲/۷	۲۱۳/۴	۱۱۸/۳	۳۱۱/۱	۱۸۱/۸



۴- بحث و نتیجه‌گیری:

ما با حل معادله‌ی ناهمگن لیپمن-شوئینگر به روش سه بُعدی برای سیستم دو جسمی نوکلئون-نوکلئون با استفاده از پتانسیل جداناپذیر مالفلیت-تیجن به محاسبه‌ی ماتریس گذار t در حالت Off-shell در انرژی‌های مثبت متفاوت پرداخته که به واسطه‌ی آن سطح مقطع پراکندگی و سطح مقطع کل پراکندگی این سیستم را محاسبه کرده که با مقایسه‌ی آن‌ها با نتایج به دست آمده از روش پاره موجی و نتایج تجربی، مشاهده می‌کنیم که این نتایج تطابق بسیار خوبی بایکدیگر دارند.

۵- مراجع

- [۱] B. A. Brown, S. Typel, W. A. Richter ; “Interaction cross section for light neutron-rich nuclei”; Physical Review C ۶۵, (۲۰۰۱) ۱۴۶-۱۴۲.
- [۲] J. Haidenbauer, W. Plessas; “Separable representation of the Paris Nucleon-Nucleon potential”; Physical Review C ۵۸, (۱۹۸۴) ۸۲۲-۹۳۰.
- [۳] R. A. Malfliet, J. A. Tjon ; “Solution of the Faddeev equations for the triton problem using local two-particle interactions”; Nuclear Physics A



یکی از ما شوید!
انجمن هسته ای ایران

انجمن برتر کشور در سال ۱۴۰۲

🌐 NSI.IR ✉ INFO@NSI.IR

سی و یکمین کنفرانس هسته‌های ایران



۲۳-۲۵ اردیبهشت ۱۴۰۴ | مشهد

I N C 3 1 . N S I . I R



پژوهشگاه علوم و فناوری
هسته ای ایران



سازمان انرژی اتمی ایران



انجمن هسته ای ایران