مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران

-مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۲۰، شمارهٔ ۲، تابستان ۱۳۹۹

معرفی رویکردی جدید برای مطالعهٔ ضریب کشش سطحی سیستم‌های آلفا- هسته با بهره‌گیری از برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئون وابسته به چگالی

رضا قرائی و سارا محمدی

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

پست الکترونیکی: r.gharaei@hsu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۸/۰۵/۲۷ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۱۳۹۹/۰۳/۱۲)

چکیده

بر پایهٔ مدل میکروسکوپی واپیچش- دوگانه (DF) همراه با برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئون (NN) وابسته به چگالی (DD) از نوع نیروی‌های مؤثر M۳Y-Paris (شامل DDM۳Y۱، CDM۳Y۴ و BDM۳Y1)، مطالعه‌ای را روی ضریب کشش سطحی هسته‌ای γ صورتمندی مجاورت برای گذار ذرهٔ آلفا از حالت پایهٔ ۲۳۰ هستهٔ مادر با اعداد اتمی Z=۶۱-۹۹ به حالت پایهٔ هسته‌های دختر متناظر انجام داده‌ایم. در حقیقت، مقالهٔ حاضر را می‌توان تعمیمی بر پژوهش انجام شده توسط قرائی و محمدی در سال ۲۰۱۹ دانست که در آنجا تمرکز تنها برروی یک نسخه از نیروهای M۳Y، یعنی CDM۳Y۶، بوده است. براساس رویکرد معرفی شده در مقالهٔ حاضر تلاش کرده‌ایم تا با تلفیق دو مدل پتانسیل DF و مجاورت ضمن ارائهٔ رویکردی جدید برای محاسبهٔ مقادیر ضریب کشش سطحی γ در واپاشی‌های آلفا، به بررسی رفتار ضرایب محاسبه شده برحسب پارامتر عدم تقارن A_S سیستم‌های آلفا- هستهٔ انتخابی بپردازیم. نتایج این بررسی فرمول‌بندی جدیدی را برای ضریب γ پتانسیل مجاورت پیشنهاد می‌دهد که به طور مستقیم به انتخاب نوع برهم‌کنش‌ها وابسته است. در فاز دوم محاسبات این مقاله اعتبار فرمول پیشنهاد شده برای ضریب انرژی سطحی را مورد ارزیابی قرار دادیم. برای دستیابی به این هدف، پس از اعمال رابطهٔ پیشنهادی در صورتمندی نسخهٔ اصلی پتانسیل مجاورت، یعنی مدل Prox.۷۷، مقادیر تئوری نیمهٔ عمر را برای تمامی واپاشی‌های انتخابی در چارچوب تقریب WKB محاسبه کرده‌ایم. نتایج حاصل از مدل‌های اصلاح شدهٔ Prox. New (DDM۳Y۱)، Prox. New (CDM۳Y۴) و Prox. New (BDM۳Y۱) را با مقادیر متناظر تجربی و همچنین آنهایی که از مدل پتانسیل Prox.۷۷ به دست آمده‌اند، مقایسه کرده‌ایم. مقایسهٔ صورت گرفته آشکار می‌سازد که در بین چهار مدل پتانسیل مورد بحث، مدل‌های Prox. New (CDM۳Y۴)، Prox. New (DDM۳Y۱) به ترتیب کمترین میزان انحراف از داده‌های متناظر تجربی را در محدودهٔ واپاشی‌های انتخابی ارائه می‌دهند. در مطالعهٔ حاضر، وجود خاصیت لایه‌ای در هسته‌ها و همچنین اعتبار قانون گایگر- نوتال براساس مدل‌های اصلاح شدهٔ مجاورت مورد ارزیابی قرار گرفته است. علاوه بر این، نیمه عمرهای حاصل از مدل پیشنهادی Prox. New (CDM۳Y۴) با فرمول‌های تجربی مختلف مقایسه شده‌اند. در نهایت نیز نیمه عمرهای واپاشی‌های آلفا در محدودهٔ عناصر فوق سنگین با اعداد اتمی Z=۱۱۷-۱۲۰ تخمین زده شده‌اند.

واژه‌های کلیدی: واپاشی‌های آلفا، ضریب انرژی سطحی، برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئون وابسته به چگالی، دیدگاه پتانسیل مجاورت، پتانسیل واپیچش- دوگانه

۱. مقدمه

مطالعه روی فرایند واپاشی آلفا به عنوان مهم‌ترین کانال برای فروپاشی هسته‌های سنگین و فوق سنگین پرتوزا، همواره از موضوعات مورد توجه محققان فیزیک هسته‌ای در طی دهه‌های اخیر بوده است [۱-۴]. دلیل اهمیت این نوع از واپاشی‌های رادیواکتیو را می‌توان در کارایی‌شان برای کسب اطلاعات مفید از ساختار هسته‌ها و همچنین کشف ایزوتوپ‌های جدید دانست. به طور کلی، هسته‌های سنگین طبیعی با $Z > ۸۲$ و یا آنهایی که به طور مصنوعی و در محدودهٔ $Z > ۹۲$ تولید شده‌اند برای رسیدن به حالت‌های پایدار خود تمایل به گسیل ذرات آلفا دارند. با علم به این موضوع و با توجه به این که سرعت افزایش نیروی کولنی (متناسب با $Z^۲$) در این گونه هسته‌ها در مقایسه با افزایش انرژی بستگی‌شان (متناسب با A) به طور قابل ملاحظه‌ای بیشتر است، اثرات دافعهٔ کولنی میان پروتون‌ها را اساساً می‌توان عامل انتشار ذرات آلفا برشمرد. اولین مشاهدات تجربی ثبت شده از فروپاشی عناصر از طریق کانال گسیل ذرات آلفا به آزمایش‌های صورت گرفته توسط رادرفورد برمی‌گردد [۵-۷]. این در حالی است که گاموف (و به صورت جداگانه گرنی و کندن) در سال ۱۹۲۸ میلادی موفق به توصیف تحلیلی واپاشی آلفا براساس پدیدهٔ تونل زنی کوانتومی شدند [۸-۱۰]. موضوعی که اهمیت مدل‌سازی سد پتانسیل شکل گرفته در مقابل ذرهٔ آلفا را به خوبی نمایان می‌سازد. تحت این شرایط، انتظار خواهیم داشت که انتخاب یک مدل مناسب برای تعیین قدرت پتانسیل برهم‌کنشی میان ذرهٔ آلفا و هستهٔ دختر، نقش مهمی را در محاسبات نیمه عمر واپاشی‌های آلفا ایفا کند. همان گونه که می‌دانیم این پتانسیل در حالت کلی شامل دو بخش پتانسیل‌های بلند- برد کولنی و کوتاه- برد هسته‌ای است. در این رابطه باید توجه داشت که آگاهی کامل از برهم‌کنش‌های کولنی میان دو هسته امکان محاسبهٔ دقیق بخش اول را فراهم کرده است، حال آن که عدم شناخت کافی از خواص و ویژگی‌های نیروی هسته‌ای، ارائهٔ یک مدل جامع برای محاسبهٔ بخش دیگر پتانسیل برهم‌کنشی کل را به یک چالش جدی در زمینهٔ مطالعات تئوری فیزیک هسته‌ای بدل کرده است. با این وجود در طول سالیان اخیر، محققان رهیافت‌های تئوری متعددی را برای اطلاع از میزان قدرت این پتانسیل در فرایند واپاشی آلفا به کار بسته‌اند که از این میان می‌توان به مدل تعمیم یافتهٔ قطره مایع[۱] [۱۱ و ۱۲] و مدل میکروسکوپی واپیچش- دوگانه[۲] اشاره کرد [۴ و ۱۳]. از دیگر رویکردهای تئوری پر کاربرد برای تخمین قدرت پتانسیل هسته‌ای در حین واپاشی آلفا، مدل پتانسیل مجاورت[۳] است که اساس آن بر نظریهٔ هیدرودینامیکی "تئوری مجاورت" استوار است [۱۴]. بر پایهٔ این نظریه، مادامی که سطح دو هسته به فاصلهٔ ۲ الی ۳ فرمی از یکدیگر می‌رسند، نیرویی اضافی ناشی از مجاورت سطوح در سیستم ظاهر خواهد شد که نیروی مجاورت نامیده می‌شود. محققان در سال ۱۹۷۷ نخستین نسخه از مدل پتانسیل مجاورت را معرفی کردند که به نام "Proximity ۱۹۷۷ (Prox. ۷۷)" شهرت دارد [۱۴]. نکتهٔ قابل توجه در مورد صورتمندی مدل Prox. ۷۷ این است که شکل نهایی پتانسیل هسته‌ای در این مدل به صورت حاصل‌ضرب دو تابع مختلف نوشته می‌شود که یکی وابسته به شکل و هندسهٔ هسته‌ها (شامل پارامترهایی نظیر شعاع R و ضریب کشش سطحی γ) و دیگری تابع جهانی $\Phi(s)$ است. وجود پارامترهای قابل تنظیم در هر یک از بخش‌های یاد شده و همچنین تلاش برای بررسی نقش اثرات فیزیکی گوناگون در فرایندهایی نظیر واکنش‌های همجوشی و واپاشی‌های آلفا، منجر به ارائهٔ نسخه‌های اصلاح شده‌ای از پتانسیل مجاورت شده است [۱۵-۱۷]. در یکی از آخرین تحقیقات صورت گرفته در این زمینه، دانشمندان با هدف ارائهٔ یک فرمول‌بندی جدید برای تابع جهانی صورتمندی مجاورت مطالعه‌ای سیستماتیک را بر روی تعداد قابل توجهی از واپاشی‌های آلفا که عدد اتمی هسته‌های مادر آنها در محدودهٔ $۴۸ \leq Z \leq ۹۲$ قرار دارند، انجام داده‌اند [۱۸]. آنها در جریان تحقیقات خود، رفتار شعاعی این تابع در نواحی اطراف سد پتانسیل را با بهره‌گیری از مدل میکروسکوپی DF و استفاده از برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئون (NN) وابسته به چگالی از

۱. Liquid-Drop (LD)
۲. Double Folding (DF)
۳. Proximity

نوع M۳Y (نسخهٔ CDM۳Y6) مورد ارزیابی قرار دادند. نتایج این بررسی فرم جدیدی از تابع $\Phi(s)$ را پیشنهاد می‌دهد که با اعمال آن در نسخهٔ اصلی پتانسیل مجاورت می‌توان به پیش‌بینی‌های دقیقی از مقادیر تجربی نیمه عمر در واپاشی‌های آلفای انتخابی دست یافت.

از دیگر کمیت‌های تأثیرگذار در زمینه‌ی مطالعهٔ واپاشی‌های آلفا بر اساس دیدگاه پتانسیل مجاورت، ضریب انرژی سطحی γ است که به نوعی تعیین کننده میزان کشش سطحی میان دو هستهٔ برهم‌کنشی است. در طی سالیان اخیر، تحقیقات متعددی با هدف بررسی نقش اثرات این ضریب بر روی نیمه عمر واپاشی آلفای عناصر گوناگون صورت گرفته است که از جمله می‌توان به مطالعه‌ای که در سال ۲۰۱۳ توسط راجسواری و همکارش [۱۹] انجام گرفته اشاره کرد. محققان در آن مطالعه با به کارگیری چهار نسخهٔ متفاوت از ضریب انرژی سطحی صورتمندی مجاروت، یعنی γ-MS۶۷، γ-MS۰۰، γ-MN۷۶ و γ-MN۹۵ [۲۰–۲۵]، به بررسی نقش آن بر روی کمیت‌هایی نظیر احتمال نفوذ P ذرهٔ آلفا در سد پتانسیل و همچنین نیمه عمر واپاشی آلفای ۱۰۸ ایزوتوپ زوج- زوج از عناصر $^{۲۱۶-۲۲۶}$Ra، $^{۲۱۶-۲۳۲}$Th و $^{۲۱۸-۲۳۸}$U پرداخته‌اند. لازم به ذکر است که هر یک از چهار مجموعهٔ مذکور به مقادیر مختلفی برای ضریب انرژی سطحی γ منجر می‌شوند به طوری که به ازای هر واپاشی مورد بررسی، مجموعهٔ γ-MS۶۷ و γ-MN۷۶ به ترتیب کوچک ترین و بزرگ ترین مقادیر را برای قدرت کشش سطحی میان هستهٔ دختر و ذرهٔ آلفا پیش‌بینی می‌کنند. براین اساس، تحقیقات صورت گرفته در مرجع [۱۹] روشن می‌سازد مدل پتانسیل مجاورت همراه با ضرایب γ-MN۷۶ و γ-MS۶۷ به ترتیب منجر به استخراج بیشترین و کمترین میزان احتمال نفوذ P در سد پتانسیل برای محدودهٔ جرمی مورد بررسی خواهد شد. علاوه بر این، نتایج به دست آمده حاکی از آن است که وقتی قدرت کشش سطحی میان دو هسته را در چارچوب مدل پتانسیل مجاورت افزایش دهیم نیمه عمرهای تئوری ایزوتوپ‌های مختلف کاهش می‌یابند. چنین نتیجه‌ای را می‌توان از مقالات دیگر نظیر [۱۹، ۲۶ و ۲۷] نیز استنباط کرد.

با توجه به اثبات اهمیت ضریب کشش سطحی γ در فرایند گسیل ذرات آلفا بر پایهٔ صورتمندی مجاورت و همچنین وجود مطالعاتی نظیر آنچه در مرجع [۱۸ و ۲۸] انجام گرفته، نخستین بار در سال ۲۰۱۹ با به کارگیری رهیافتی جدید که حاصل ترکیب دو مدل پتانسیل مجاورت و DF است به مطالعهٔ سیستماتیک این ضریب با استفاده از برهم‌کنش‌های NN وابسته به چگالی از نوع نیروهای M۳Y برای تعداد قابل توجهی از واپاشی‌های آلفا پرداختیم [EPJA۲۰۱۹]. خاطر نشان می‌شود که شکل مستقل از چگالی این نوع نیروها قادر به بازتولید خواص اشباع مادهٔ هسته‌ای (شامل چگالی اشباع مرکزی $\rho_0 \approx$ ۰/۱۷ fm$^{-۳}$ و انرژی بستگی $B(\rho_0) \approx$ ۱۶ MeV) نیست [۲۹]. این در حالی است که نتایج تحقیقات صورت گرفته در این زمینه آشکار می‌سازد که شکل‌های وابسته به چگالی برهم‌کنش‌های M۳Y علاوه بر کاهش قدرت برهم‌کنش‌های نوکلئونی امکان پیش‌بینی صحیح خواص مادهٔ هسته‌ای را فراهم می‌آورند [۳۰]. بر پایهٔ رویکرد معرفی شده در مرجع [EPJA۲۰۱۹]، در مرحلهٔ نخست پتانسیل هسته‌ای را با بهره‌گیری از مدل DF همراه با یک نسخه از برهم‌کنش‌های وابسته به چگالی M۳Y، یعنی CDM۳Y۶، برای تعداد ۲۳۰ واپاشی آلفای مختلف، که عدد اتمی هسته‌های مادر آنها (شامل ایزوتوپ‌های ۲۴ عنصر مختلف نظیر Gd، W، Os، Pt ، Au، Hg، Pa و U) درمحدودهٔ $۶۱ \leq Z \leq ۹۹$ قرار دارند، محاسبه کردیم. نتایج به دست آمده در آن تحقیق منجر به ارائهٔ یک وابستگی جدید از ضریب انرژی سطحی γ سیستم‌های "هستهٔ دختر- ذرهٔ آلفای" به پارامتر عدم تقارن A_s در مجموعه واپاشی‌های انتخابی شده است که با اعمال آن در صورتمندی مجاورت می‌توان به شکل اصلاح شده‌ای از مدل پتانسیل Prox. ۷۷ دست یافت که پیش‌بینی‌های قابل قبولی را برای داده‌های تجربی نیمه عمر ارائه می‌دهد [EPJA۲۰۱۹].

باید توجه داشت که تاکنون هشت نسخه از نیروهای وابسته به چگالی از نوع M۳Y گزارش شده‌اند که پارامترسازی ثابت‌های موجود در آنها منجر به مقادیر مختلفی از قدرت

تراکم‌ناپذیری ماده هسته‌ای (K) در برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئون شده است.

تحت این شرایط در تحقیق حاضر برآن شدیم تا تحقیقات انجام شده در مرجع [EPJA۲۰۱۹] را برای سه نسخهٔ دیگر، یعنی DDM۳Y۱ (با K = ۱۷۶ MeV)، CDM۳Y۴ (با K = ۲۲۸ MeV) و BDM۳Y۱ (با K = ۲۷۰ MeV)، تعمیم دهیم. مشاهده می‌شود که از لحاظ درجهٔ سختی این سه نسخه را به ترتیب می‌توان متناظر با محدودهٔ ماده هسته‌ای نرم، متوسط و سخت در نظر گرفت. با اعمال شکل استخراج شدهٔ γ براساس هر یک از برهم‌کنش‌های DDM۳Y۱، CDM۳Y۴ و BDM۳Y۱ در صورتمندی پتانسیل مجاورت، در حقیقت سه نسخهٔ اصلاح شده از این صورتمندی شکل خواهد گرفت. در چنین شرایطی کاملاً ضروری به نظر می‌رسد که اعتبار هر یک از این مدل‌ها را در مقایسه با نیمه‌عمرهای تجربی و همچنین نتایج حاصل از نسخهٔ اصلی پتانسیل مجاورت و نسخهٔ اصلاح شده مرجع [EPJA۲۰۱۹] مورد ارزیابی قرار دهیم. لازم به ذکر است که جزئیات بیشتر در مورد نحوهٔ پارامترسازی ضریب γ بر حسب پارامتر A_s را در بخش‌های آتی به تفصیل بیان خواهیم کرد. همچنین علاقه‌مند هستیم تا اعتبار مدل‌های اصلاح شدهٔ پتانسیل مجاورت را در پیش‌بینی خواص لایه‌ای هسته‌ها و همچنین قانون گایگر- نوتال مورد بررسی قرار دهیم. از طرف دیگر، همان گونه که می‌دانیم، در طول سال‌های اخیر فرمول‌های تجربی و نیمه‌تجربی متعددی برای محاسبهٔ نیمه عمرهای واپاشی آلفا پیشنهاد شده‌اند. این روابط که شامل پارامترهای قابل تنظیم گوناگونی هستند با هدف دستیابی به داده‌های تجربی نیمه عمر به ویژه برای نواحی جرمی ناشناخته گسترش یافته‌اند. با توجه به اهمیت این موضوع، در مطالعهٔ حاضر قصد داریم تا به بررسی اعتبار نیمه عمرهای به دست آمده از رویکرد اصلاح شده مجاورت در مقایسه با سه فرمول تجربی تأیید شده، یعنی VS، MVS و MSLB، بپردازیم. در نهایت، به عنوان آخرین گام علاقه‌مند هستیم تا نیمه عمرهای واپاشی آلفای ۶۳ هستهٔ مادر فوق سنگین با اعداد اتمی Z=۱۱۷,۱۱۸,۱۱۹,۱۲۰ را با هدف شناسایی اعداد جادویی جدید مورد ارزیابی قرار دهیم. در این بخش، نتایج حاصل را با مدل‌های تأیید شده UDL و رویر نیز مقایسه خواهیم کرد.

۲. روش کار

به خوبی می‌دانیم که پتانسیل برهم‌کنشی میان ذرهٔ آلفا و هستهٔ دختر نقش مهمی در فرایند واپاشی آلفا ایفا می‌کند. این پتانسیل شامل سه بخش: پتانسیل‌های کولنی $V_C(r)$، مرکزگریز $V_l(r)$ و هسته‌ای $V_N(r)$ است،

$$V_{tot}(r)=V_C(r)+V_N(r)+V_l(r), \qquad (۱)$$

که در اینجا، پارامتر شعاعی r تعیین کنندهٔ فاصلهٔ جدایی میان مراکز جرم ذرهٔ آلفا و هستهٔ دختر است. خاطر نشان می‌شود با توجه به شناخت کامل دانشمندان از برهم‌کنش‌های کولنی و مرکزگریز، امروزه امکان محاسبهٔ دقیق این دو بخش در مطالعات تئوری واپاشی‌های آلفا وجود دارد. تحت این شرایط، برای پتانسیل کولنی در ساده‌ترین حالت می‌توان نوشت

$$V_C(r)=\frac{Z_d Z_\alpha e^2}{r}, \qquad (۲)$$

که Z_α و Z_d به ترتیب نمایندهٔ اعداد اتمی ذرهٔ آلفا و هستهٔ دختر هستند. از طرفی برای تعیین پتانسیل مرکزگریز $V_l(r)$ با تکانهٔ زاویه‌ای l حمل شده توسط ذرهٔ آلفا، می‌توان از رابطهٔ ذیل بهره گرفت:

$$V_l(r)=\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}, \qquad (۳)$$

که در این رابطه μ جرم کاهش یافتهٔ سیستم آلفا- دختر است. در مقابل دو بخش کولنی و مرکز گریز، شناخت دانشمندان از جزء سوم پتانسیل برهم‌کنشی کل، یعنی پتانسیل هسته‌ای $V_N(r)$، بسیار محدود و جزئی است. به عبارت دیگر تا به امروز فرمول‌بندی واحد و جامعی برای تعیین این جزء معرفی نشده است و محاسبهٔ دقیق آن همچنان از موضوعات چالش برانگیز در زمینهٔ مطالعات تئوری فیزیک هسته‌ای است. با این وجود، در طول دهه‌های گذشته، مطالعات فراوانی برای دست‌یابی به این مهم صورت گرفته که در نتیجهٔ آنها مدل‌های متنوعی از این نوع پتانسیل معرفی شده‌اند [۱۴، ۳۱، ۳۲ و ۳۳].

در تحقیق حاضر، از دو مدل کاربردی پتانسیل مجاورت و DF برای محاسبات بخش هسته‌ای پتانسیل برهم‌کنشی کل بهره گرفته‌ایم که در ادامه به توصیف صورتمندی هر یک از آنها خواهیم پرداخت.

۳. دیدگاه پتانسیل مجاورت

بنابر نسخهٔ اصلی صورتمندی مجاورت (یعنی Prox. ۷۷)، قدرت پتانسیل هسته‌ای میان ذرهٔ آلفا و هستهٔ دختر را می‌توان از طریق رابطهٔ زیر محاسبه کرد [۱۴]:

$$V_N(r) = 4\pi b\gamma\overline{R}\Phi\left(\frac{s}{b}\right), \qquad (۴)$$

همان گونه که قبلاً نیز بدان اشاره شد، این پتانسیل شامل دو جزء اصلی است: یکی حاصل ضرب $4\pi b\gamma\overline{R}$ که شامل پارامترهای هندسی سیستم است و دیگری تابع جهانی بدون بعد $\Phi\left(\zeta = \frac{s}{b}\right)$ است که به شکل زیر تعریف می‌شود:

$$\Phi(\zeta) = \begin{cases} \frac{1}{2}(\zeta - 2.54)^2 - 0.0852(\zeta - 2.54)^3, & \zeta \le 1.2511 \\ -3.477\, exp(-\zeta/0.75), & \zeta \ge 1.2511 \end{cases} \qquad (۵)$$

که در آن s فاصلهٔ جدایی بین سطوح نیمه چگالی هسته‌ها است

$$s = r - C_1 - C_2, \qquad (۶)$$

خاطر نشان می‌شود که C_i در اصطلاح شعاع مرکزی ساسمن[۱] هسته‌های برهم‌کنشی نام دارد و به شکل زیر قابل محاسبه است:

$$C_i = R_i - \left(\frac{b^2}{R_i^2}\right). \qquad (۷)$$

در این رابطه، R_i به شعاع تیز مؤثر سیستم ذرهٔ آلفا- هستهٔ دختر اشاره دارد که برای محاسبهٔ آن با استفاده از عدد جرمی A_i هسته‌های برهم‌کنشی می‌توان نوشت [۱۴]:

$$R_i = 1.28A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8A_i^{1/3}. \qquad (۸)$$

در بخش هندسی پتانسیل مجاورت، b پارامتر پهنای سطح هسته‌ای است که مقدار آن به طور معمول برابر با یک فمتومتر در نظر گرفته می‌شود [۳۴-۳۷]. از طرفی، در این بخش γ ضریب کشش سطحی هسته‌ای است و به صورت زیر قابل تعریف است:

$$\gamma = \gamma_0\left(1 - k_s A_s^2\right). \qquad (۹)$$

در این تعریف γ_0 و k_s، به ترتیب ثابت‌های کشش و عدم تقارن سطح هستند. خاطر نشان می‌شود که مقادیر اتخاذ شده برای این ثابت‌ها در نسخهٔ اصلی پتانسیل مجاورت عبارتند از $\gamma_0 = 0.9517\ \mathrm{MeV.fm^2}$ و $k_s = 1.7826$ [۲۰]. همچنین در رابطهٔ فوق، $A_s = \frac{N-Z}{N+Z}$ پارامتر عدم تقارن سیستم نامیده می‌شود که در آن Z و N به ترتیب اعداد پروتونی و نوترونی هستهٔ مادر هستند. برای تعریف پارامتر شعاع انحنای میانگین $\overline{R}$ نیز می‌توان نوشت:

$$\overline{R} = \frac{C_1C_2}{C_1 + C_2}, \qquad (۱۰)$$

که در آن شعاع‌های C_i با استفاده از رابطهٔ (۷) قابل محاسبه هستند.

۴. دیدگاه پتانسیل واپیچش- دوگانه

بر اساس فرمول‌بندی ارائه شده برای مدل میکروسکوپی DF [۳۲ و ۳۳]، قدرت پتانسیل هسته‌ای میان ذرهٔ آلفا و هستهٔ دختر را می‌توان از جمع بر روی قدرت برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئون در طول فرایند واپاشی تعیین کرد. بر این اساس، برای تعیین پتانسیل برهم‌کنشی در چارچوب این مدل می‌توان نوشت:

$$V_{DF}(\overline{R}) = \int d\vec{r_1}\int d\vec{r_2}\rho_1(\vec{r_1})\rho_2(\vec{r_2})\upsilon_{NN}(\vec{r_{12}} = \vec{R} + \vec{r_2} - \vec{r_1}) \qquad (۱۱)$$

همان گونه که مشاهده می‌شود، این رابطهٔ انتگرالی شامل دو بخش اساسی است: ۱) توابع توزیع چگالی هسته‌های دختر و ذرهٔ آلفا که با $\rho_i(\vec{r_i})$ نمایش داده می‌شوندو ۲) بخش مرکزی υ_{NN} که در واقع تعیین‌کنندهٔ میزان قدرت برهم‌کنش میان نوکلئون‌های دو هسته در طول واپاشی آلفا است. در اینجا لازم است اشاره کنیم که برای پارامترسازی توزیع‌های چگالی پروتونی و نوترونی هسته‌های دختر در واپاشی‌های مختلف، از تابع توزیع شناخته شدهٔ دو پارامتری فرمی- دیراک (2PF) بهره گرفته‌ایم:

۱. Sussmann

$$\rho_i(r)=\frac{\rho_{0i}}{1+exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right)}, \quad (۱۲)$$

که در آن برای محاسبهٔ مقدار چگالی اشباع ρ_{0i} در هر دو نوع توزیع نوکلئونی مورد بحث می‌توان از شرایط بهنجارش ذیل استفاده کرد:

$$\int \rho_p(\vec{r})d\vec{r}=Z, \quad (۱۳)$$

$$\int \rho_n(\vec{r})d\vec{r}=N. \quad (۱۴)$$

علاوه بر این، در رابطهٔ (۱۲)، R_i پارامتر شعاع نیمه چگالی هسته‌ها است که بنابر مرجع [۳۸] برای توزیع پروتونی و نوترونی یک هسته با (Z,N) مشخص به شکل زیر قابل محاسبه هستند:

$$R_p=1.322Z^{1/3}+0.007N+0.022, \quad (۱۵)$$

$$R_n=0.953N^{1/3}+0.015Z+0.774. \quad (۱۶)$$

برای پارامتر پخشیدگی a_i توزیع‌های پروتونی ونوترونی یک هسته با (Z,N) معین هم می‌توان نوشت [۳۸]،

$$a_p=0.449+0.071\left(\frac{Z}{N}\right), \quad (۱۷)$$

$$a_n=0.446+0.072\left(\frac{N}{Z}\right). \quad (۱۸)$$

لازم به ذکر است که در محاسبات پتانسیل DF، برای پارامترسازی تابع توزیع چگالی ذرهٔ آلفا، از فرم گوسی شناخته شدهٔ ذیل استفاده کرده‌ایم:

$$\rho_\alpha(r)=0.4229exp\left(-0.7024r^2\right). \quad (۱۹)$$

موضوع دیگری که در بحث محاسبات این مدل پتانسیل از اهمیت ویژه‌ای برخودار است فرمول‌بندی بخش مرکزی υ_{NN} است که در تحقیق حاضر برای انجام آن از برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئون وابسته به چگالی از نوع نیروهای مؤثر M3Y-Paris بهره گرفته‌ایم [۳۹].

۵. روش محاسبهٔ نیمه عمر واپاشی‌های آلفا

از نقطه نظر تئوری، برای تعیین مقادیر تئوری نیمه عمر در واپاشی‌های آلفای مختلف می‌توان از تعریف کلی زیر بهره گرفت [۴۰]:

$$T_{1/2}=\frac{h\ln 2}{2E_\upsilon P_0 P}, \quad (۲۰)$$

که در این رابطه، P به عنوان پارامتر احتمال نفوذ از سد پتانسیل تعریف می‌شود و برای محاسبهٔ آن از طریق تقریب نیمه کلاسیکی WKB خواهیم داشت [۴۱-۴۳]:

$$P=exp\left(-\frac{2}{\hbar}\int_{R_a}^{R_b}\sqrt{2\mu\left(V_T(r)-Q_\alpha\right)}dr\right), \quad (۲۱)$$

در اینجا R_a و R_b بر نقاط بازگشت کلاسیکی و Q_α بر میزان انرژی آزاد شده در واپاشی آلفا دلالت دارند. در رابطهٔ (۲۰)، E_υ میزان انرژی ارتعاشی نقطهٔ صفر است که به شکل زیر تعریف می‌شود [۴۴]:

$$E_\upsilon=\begin{cases}0.1045Q_\alpha & Z(even)-N(even)\\ 0.0962Q_\alpha & Z(odd)-N(even)\\ 0.0907Q_\alpha & Z(even)-N(odd)\\ 0.0767Q_\alpha & Z(odd)-N(odd),\end{cases} \quad (۲۲)$$

که در آن N وZ به ترتیب به اعداد نوترونی و پروتونی هستهٔ مادر اشاره دارند. در نهایت، برای تعیین ضریب پیش‌سازی P_0 ذرهٔ آلفا در محاسبات نیمه عمر به ترتیب می‌توان مقادیر ۰/۴۳، ۰/۱۸ و ۰/۳۵ را برای هسته‌های زوج- زوج، فرد- فرد و هسته‌های با A فرد اختیار کرد [۴۵].

۶. محاسبات و نتیجه‌گیری

همان گونه که در بخش‌های قبل نیز بدان اشاره شد، مطالعهٔ سیستماتیک ضریب کشش سطحی به کار رفته در صورتمندی مجاورت با استفاده از برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئون وابسته به چگالی و تلاش برای دستیابی به شکلی جدید از وابستگی این ضریب به پارامتر عدم تقارن A_s سیستم‌های برهم‌کنشی، مهم‌ترین هدفی است که در مقالهٔ حاضر به دنبال تحقق آن هستیم. از آنجایی که تمرکز ما بر روی فرایند گسیل ذرهٔ آلفا از هسته‌های سنگین و فوق سنگین است، تعداد ۲۳۰ واپاشی آلفای مختلف که عدد اتمی هسته‌های مادر آنها در محدودهٔ $61 \le Z \le 99$ قرار دارند را برگزیدیم. از نقطه نظر ساختاری اکثر هسته‌های انتخابی از تقارن کروی ذاتی برخوردارند و تنها

تعداد محدودی از آنها در حالت پایهٔ خود تغییر شکل‌های ناچیزی دارند. تحت این شرایط با دقت خوبی می‌توان از اثرات تغییر شکل هسته‌ها در محاسبات نیمه عمر واپاشی‌های مختلف چشم‌پوشی کرد. نکتهٔ دیگری که باید به آن توجه داشت این است که تمامی محاسبات این تحقیق با فرض گذار از حالت پایهٔ هستهٔ مادر به حالت پایهٔ هستهٔ دختر انجام شده است، به طوری که بتوان مقدار صفر را برای تکانهٔ زاویه‌ای l حمل شده توسط ذرهٔ آلفا برگزید. در نخستین گام از محاسبات این تحقیق، مقادیر پتانسیل برهم‌کنشی را برای تمامی ۲۳۰ واپاشی انتخابی با استفاده از مدل میکروسکوپی DF همراه با برهم‌کنش‌های NN وابسته به چگالی از نوع DDM۳Y۱، CDM۳Y۴ و BDM۳Y۱ محاسبه کردیم. سپس با الهام از تعریف پتانسیل هسته‌ای در چارچوب صورتمندی مجاورت، مقادیر ضریب انرژی سطحی γ را براساس رابطهٔ پیشنهادی زیر تعیین کرده‌ایم:

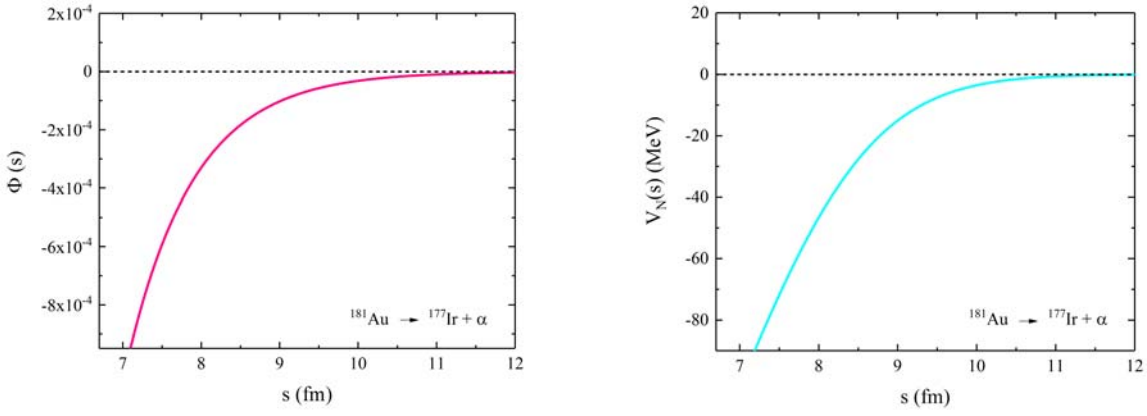
$$\gamma = \frac{V_N^{DF}(s)}{۴\pi b \overline{R}\Phi(s)}, \qquad (۲۳)$$

که در آن برای محاسبهٔ مقادیر پتانسیل هسته‌ای از نتایج حاصل از مدل DF بهره گرفته‌ایم. از طرف دیگر، محاسبات تابع جهانی در رابطهٔ (۲۳) را براساس شکل پیشنهادی ذیل انجام داده‌ایم [۴۶]:

$$\Phi(s) = \frac{p_۱}{۱+exp\left(\frac{s+p_۲}{p_۳}\right)}, \qquad (۲۴)$$

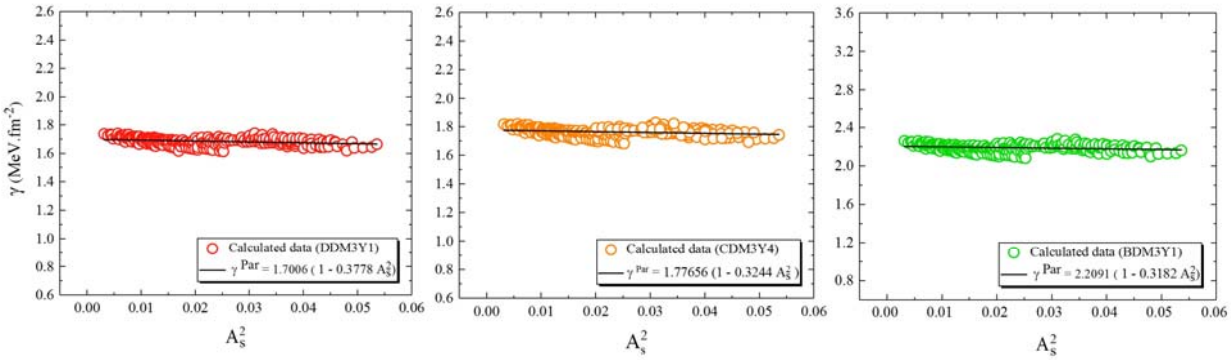
که در آن ثابت‌های $p_۱$، $p_۲$ و $p_۳$ به ترتیب برابرند با ۱۷۲/۷۲-، ۱/۳۰ و ۰/۸۵۴. دلیل استفاده از چنین شکلی برای تابع $\Phi(s)$ را می‌توان در این واقعیت جستجو کرد که در چارچوب صورتمندی مجاورت، رابطهٔ (۴)، پتانسیل هسته‌ای و تابع جهانی با یکدیگر متناسب بوده و بنابراین انتظار داریم که این دو تابع از رفتارهای شعاعی یکسانی تبعیت کنند. تحت این شرایط، از آنجایی که در رویکرد پیشنهادی حاضر برای تعیین پتانسیل هسته‌ای در محاسبات ضریب انرژی سطحی γ از مدل DF بهره گرفته‌ایم، ضروری است که شکلی از تابع جهانی انتخاب شود که از لحاظ رفتار شعاعی با نتایج این مدل همخوانی قابل قبولی داشته باشد. برای اثبات همخوانی میان نتایج حاصل از مدل پتانسیل DF با آنهایی که براساس تابع معرفی شدهٔ (۲۴) به دست می‌آیند، در شکل ۱ رفتار این دو کمیت را برای یک واپاشی دلخواه نظیر ^{۱۸۱}Au به صورت تابعی از فاصلهٔ جدایی در بخش‌های الف و ب نمایش داده‌ایم. همان گونه که مشاهده می‌شود در چارچوب محاسبات ضریب γ، پتانسیل هسته‌ای V_N و تابع جهانی $\Phi(s)$ در فواصل مختلف از رفتارهای شعاعی یکسانی تبعیت می‌کنند. نکتهٔ دیگری که باید به آن توجه داشت عدم وابستگی ضریب انرژی سطحی γ به فاصلهٔ نسبی میان هسته‌های برهم‌کنشی است که این موضوع را به راحتی می‌توان از تعریف این ضریب بر اساس رابطهٔ (۹) درک کرد. تحت این شرایط نیاز است تا در حین محاسبات ضریب γ برای واپاشی‌های مختلف، مقادیر پتانسیل هسته‌ای $V_N(s)$ و تابع جهانی $\Phi(s)$ را به ازای یک فاصلهٔ شعاعی معین، که در اینجا نقطهٔ تماس میان خوشهٔ آلفا و هستهٔ دختر $r = R_t = R_\alpha + R_d$ انتخاب شده است، تعیین کنیم. هر چند که به راحتی می‌توان نشان داد که در مجموع نتایج به دست آمده برای ضریب انرژی سطحی در محدودهٔ نقطهٔ تماس میان سطوح دو هسته، یعنی فاصلهٔ $R_t \pm ۱$ fm، دستخوش تغییرات قابل توجهی نمی‌شوند.

در این مرحله قصد داریم تا روند تغییرات مقادیر به دست آمده برای ضریب انرژی سطحی γ را بر حسب مجذور پارامتر عدم تقارن ($A_s^۲$) سیستم‌های برهم‌کنشی مختلف ارزیابی کنیم. نتایج این بررسی برای هر سه نیروی M۳Y به کار رفته در محاسبات مدل DF، یعنی BDM۳Y۱، CDM۳Y۴ و DDM۳Y۱ به ترتیب در بخش‌های الف ، ب و ج شکل ۲ رسم شده‌اند. مشاهده می‌شود که برای هر سه نسخهٔ به کار رفته، با افزایش پارامتر $A_s^۲$ مقادیر محاسبه شدهٔ ضریب کشش سطحی هسته‌ای به صورت خطی کاهش می‌یابند؛ موضوعی که در مقالات دیگر نیز به عنوان یک نتیجهٔ کلی از روند تغییرات پارامتر γ برحسب $A_s^۲$ به اثبات رسیده است [۱۶]. وجود رفتارهای خطی در نتایج نمایش داده شده در شکل (۲) ما را بر آن داشت تا با ارائهٔ یک



(الف) (ب)

شکل ۱. مقایسهٔ رفتار (الف)پتانسیل هسته‌ای به دست آمده $V_N(s)$ از طریق مدل DF و (ب) تابع جهانی $\Phi(s)$ به عنوان تابعی از فاصلهٔ s برای واپاشی هستهٔ مادر ^{181}Au.



(ج) (ب) (الف)

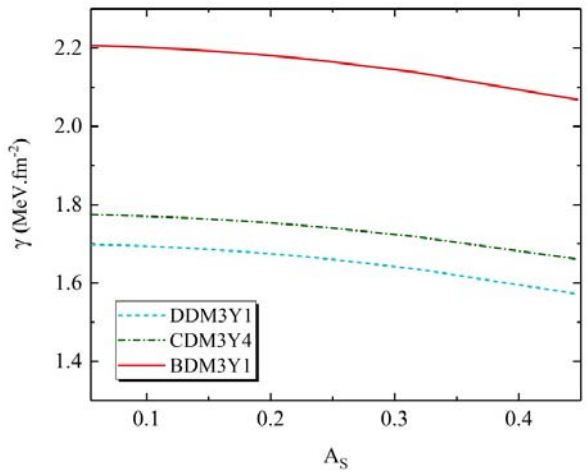
شکل ۲. رفتار مقادیر محاسبه شدهٔ ضریب انرژی سطحی γ به صورت تابعی از مجذور پارامتر عدم تقارن A_s^2 از طریق مدل DF همراه با برهم‌کنش‌های وابسته به چگالی M۳Y-Paris از نوع (الف) BDM۳Y۱، (ب) CDM۳Y۴ و (ج) DDM۳Y۱. خط برازش شدهٔ $\gamma(A_s)$ به صورت خط پر نمایش داده شده است.

رابطهٔ تحلیلی مناسب، روند تغییرات ضریب مذکور برحسب پارامتر عدم تقارن A_s را به شکل زیر فرمول‌بندی کنیم:

$$\gamma(A_s) = a\left(1 - bA_s^2\right), \qquad (۲۵)$$

که مقادیر به دست آمده برای ضرایب ثابت a و b براساس برهم‌کنش‌های NN وابسته به چگالی DDM۳Y۱، CDM۳Y۴ و BDM۳Y۱ به ترتیب برابر (۱/۷۰۰۶,۰/۳۷۷۸)، (۰/۳۲۴۴ و ۱/۷۷۶۵) و (۰/۳۱۸۲ و ۲/۲۰۹۱) هستند. این رابطه در حقیقت نوعی وابستگی جدید به پارامتر عدم تقارن را برای ضریب کشش سطحی γ آشکار می‌سازد.

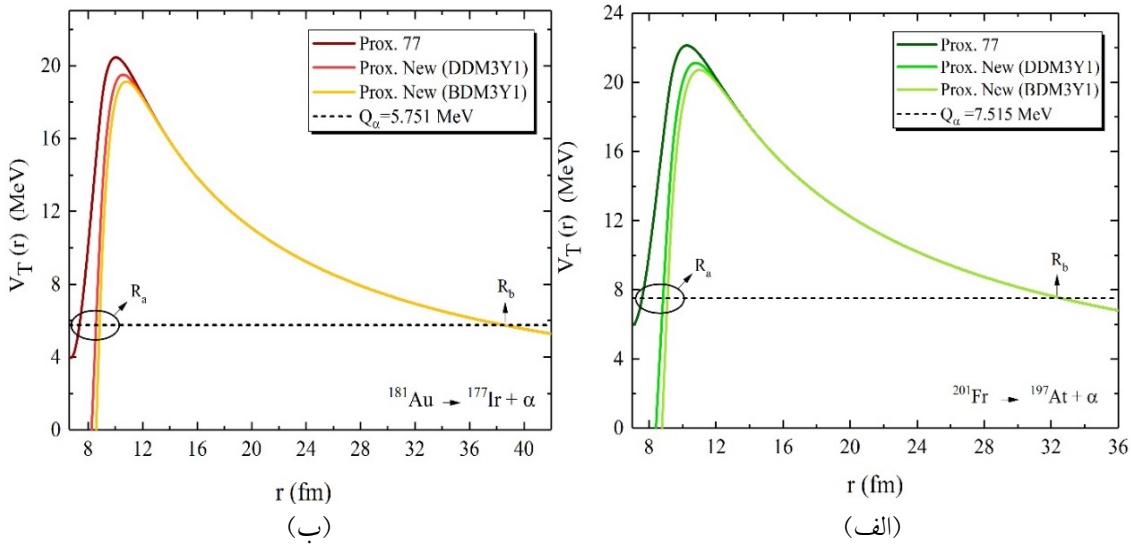
برای دستیابی به درک بیشتر، در شکل ۳ نشان داده‌ایم که چگونه انتخاب هر یک از نسخه‌های وابسته به چگالی M۳Y روند تغییرات مقادیر پارامترسازی شدهٔ ضریب γ را بر حسب A_s تحت تأثیر قرار می‌دهد. نتایج این شکل نشان می‌دهد که حساسیت مقادیر کشش سطحی حاصل از برهم‌کنش‌های BDM۳Y۱، به اثرات عدم تقارن سیستم‌های ذرهٔ



شکل ۳. رفتار ضریب پارامترسازی شدهٔ γ حاصل از برهم‌کنش‌های وابسته به چگالی DDM۳Y۱، CDM۳Y۴ و BDM۳Y۱ به عنوان تابعی از پارامتر عدم تقارن A_s.

آلفا- هستهٔ دختر از دو نسخهٔ دیگر بیشتر است. این موضوع بر اساس شیب حاصل از خطوط برازش شده نیز به خوبی مشخص است. از طرفی مشاهده می‌شود که استفاده از برهم‌کنش BDM۳Y۱، در مقایسه با نسخه‌های DDM۳Y۱ و CDM۳Y۴، مقادیر بزرگ‌تری برای ضریب انرژی سطحی γ تولید می‌کند. تحت این شرایط می‌توان انتظار داشت که اصلاح صورتمندی پتانسیل مجاورت از طریق اعمال رابطهٔ پیشنهادی γ، نتایج متفاوتی را برای قدرت پتانسیل هسته‌ای و در نتیجه‌ی پتانسیل برهم‌کنشی کل در پی داشته باشد. برای درک بیشتر این موضوع، در شکل ۴ رفتار شعاعی پتانسیل را قبل و بعد از در نظر گرفتن رابطهٔ (۲۵) در صورتمندی مدل پتانسیل مجاورت ۱۹۷۷ با یکدیگر مقایسه کرده‌ایم. محاسبات این شکل برای دو واپاشی مادر دلخواه ^{۲۰۱}Fr (با مقدار Q = ۷/۵۱۵ MeV) و ^{۱۸۱}Au (با مقدار Q = ۵/۷۵۱ MeV) انجام شده است. با ذکر این نکته که در تحقیق حاضر نتایج حاصل از فرم اصلاح شدهٔ پتانسیل مجاورت را به صورت "Prox. New" نامگذاری کرده‌ایم، می‌توان دریافت که با اعمال ضرایب انرژی سطحی حاصل از هر یک از نیروهای DDM۳Y۱ و BDM۳Y۱، به مقادیری از پتانسیل هسته‌ای دست می‌یابیم که نسبت به نسخهٔ اصلی پتانسیل مجاورت جاذب‌ترند. علاوه بر این مشاهده می‌شود که نیروهای وابسته به چگالی از نوع BDM۳Y۱، در مقایسه با نسخهٔ انتخابی دیگر، قدرت پتانسیل هسته‌ای در طی فرایند گسیل ذرهٔ آلفا از هسته‌های ^{۲۰۱}Fr و ^{۱۸۱}Au را بزرگ‌تر ارزیابی می‌کنند. لازم به ذکر است که برای وضوح بیشتر،از میان سه نسخهٔ انتخابی تنها نتایج دو نسخهٔ DDM۳Y۱ و BDM۳Y۱ در شکل ۴ ارائه شده است.

نکتهٔ دیگری که توجه به آن ضروری است این است که مطابق نتایج ارائه شده در شکل ۴، شکل‌های اصلاح شدهٔ Prox. New (DDM۳Y۱) و Prox. New (BDM۳Y۱) نسبت به نسخهٔ اصلی پتانسیل مجاورت سدهایی با ارتفاع و ضخامت کمتر را شکل می‌دهند که این نتیجه در حقیقت به تأثیر مستقیم ضریب انرژی سطحی بر روی بخش هسته‌ای پتانسیل برهم‌کنشی کل برمی‌گردد. برای دریافت درک بیشتر، مقادیر دقیق مربوط به پارامترهای ارتفاع V_B و پهنای سد $\hbar\omega_B$ حاصل از مدل‌های مختلف پتانسیل برای هر یک از دو واپاشی هسته‌ی مادر ^{۲۰۱}Fr و ^{۱۸۱}Au در جدول ۱ فهرست شده‌اند. مقایسهٔ نتایج به دست آمده برای مدل‌های اصلاح شدهٔ Prox. New نسبت به مدل Prox. ۷۷ آشکار می‌سازد که استفاده از نیروهای BDM۳Y۱ در محاسبات ضریب انرژی سطحی و در نتیجه پتانسیل مجاورت، باعث کاهش ارتفاع سد (پهنای سد) به اندازهٔ ۱/۳۳ MeV (۰/۴۶ MeV) در واپاشی هستهٔ ^{۱۸۱}Au و ۱/۵۱ MeV (۰/۵۷ MeV) در واپاشی ^{۲۰۱}Fr شده است. حال آن که این کاهش در ارتفاع و ضخامت سد در واپاشی‌های نام برده براساس مدل اصلاح شدهٔ حاصل از نیروهای DDM۳Y۱ به ترتیب برابر ۰/۹۵ MeV و ۰/۳۸ و همچنین ۱ MeV و ۰/۳۳ MeV است. نتایج ارائه شده در شکل ۴ همچنین نشان می‌دهند که هر یک از مدل‌های Prox. ۷۷، Prox. New (DDM۳Y۱) و Prox. New (BDM۳Y۱) مقدار متفاوتی را برای نقطهٔ بازگشتی اول R_a تولید می‌کنند؛ حال آن که نقطهٔ بازگشتی دوم R_b در هر سه مدل مقدار تقریباً یکسانی دارد. به طور دقیق‌تر باید گفت که برای هر دو واپاشی انتخاب شده، مدل‌های پتانسیل Prox. ۷۷ و Prox. New (BDM۳Y۱) به ترتیب بیشترین و کمترین مقادیر R_a را دارند. تحت این شرایط می‌توان انتظار داشت که



شکل ۴. پتانسیل برهم‌کنشی کل به صورت تابعی از فاصلهٔ جدایی r بر اساس مدل‌های پتانسیل Prox. ۷۷ و Prox. New (شامل هر دو نسخهٔ نیروهای DDM۳Y۱ و BDM۳Y۱) برای واپاشی آلفای هستهٔ مادر (الف) ^{۲۰۱}Fr و (ب) ^{۱۸۱}Au.

جدول ۱. مقادیر به دست آمده برای ارتفاع سد کولنی V_B و انحنای سد $\hbar\omega_B$ برای واپاشی آلفای هسته‌های مادر ^{۱۸۱}Au و ^{۲۰۱}Fr با استفاده از سه مدل پتانسیل مجاورت Prox. New (DDM۳Y۱)، Prox. New (BDM۳Y۱) و Prox. ۷۷.

هستهٔ مادر	Prox. ۷۷		Prox. New (DDM۳Y۱)		Prox. New (BDM۳Y۱)	
	$V_B\,(MeV)$	$\hbar\omega_B\,(MeV)$	$V_B\,(MeV)$	$\hbar\omega_B\,(MeV)$	$V_B\,(MeV)$	$\hbar\omega_B\,(MeV)$
^{۱۸۸}Au	۲۰/۴۵	۵/۱۹	۱۹/۵۰	۴/۸۱	۱۹/۱۲	۴/۷۳
^{۲۰۱}Fr	۲۲/۱۲	۵/۶۰	۲۱/۱۲	۵/۲۷	۲۰/۶۱	۵/۰۳

اعمال رابطهٔ به دست آمده برای ضریب انرژی سطحی، به طور مستقیم محاسبات نیمه عمر را تحت تأثیر قرار دهد.

در این مرحله قصد داریم به بررسی میزان اعتبار نسخه‌های اصلاح شدهٔ پتانسیل مجاورت در پیش‌بینی نیمه عمر واپاشی‌های آلفای انتخابی بپردازیم. برای این منظور، در گام نخست مقادیر تئوری این کمیت را بر اساس مدل‌های اصلاح شدهٔ Prox. New (DDM۳Y۱)، Prox. New (CDM۳Y۴) و Prox. New (BDM۳Y۱) برای تمامی ۲۳۰ واپاشی انتخابی محاسبه کرده‌ایم. سپس با به کارگیری رابطهٔ ذیل، انحراف استاندارد مقادیر تئوری نیمه عمر از داده‌های متناظر تجربی را تعیین کرده‌ایم

$$\sigma=\sqrt{\frac{۱}{N}\sum_{i=۱}^{N}\left(log_{۱۰}\left(T_{i\frac{۱}{۲}}^{theor.}\right)-log_{۱۰}\left(T_{i\frac{۱}{۲}}^{exp\,t.}\right)\right)^{۲}}\,, \qquad (۲۶)$$

که در آن N بر تعداد هسته‌های مادر مورد بررسی دلالت دارد. مقادیر به دست آمده برای انحراف استاندارد حاصل از مدل‌های Prox. New (DDM۳Y۱) ($\sigma=$ ۰/۷۱۰۶)، Prox. New (CDM۳Y۴) ($\sigma=$ ۰/۷۰۴۶) و Prox. New (BDM۳Y۱) ($\sigma=$ ۰/۹۳۱۸) آشکار می‌سازند که هر سه مدل اصلاح شدهٔ پتانسیل مجاورت قادر به ارائهٔ پیش‌بینی‌های قابل قبول برای داده‌های تجربی نیمه عمر در محدودهٔ جرمی مورد مطالعه هستند. این در حالی است که مقدار انحراف استاندارد گزارش شده در مرجع [EPJA۲۰۱۹] بر اساس نسخه CDM۳Y۶ برابر

$\sigma = ۰/۷۹۱۰$ است. با نگاه دقیق‌تر به مقادیر σ می‌توان دریافت که پتانسیل مجاورت همراه با برهم‌کنش‌های وابسته به چگالی از نوع CDM۳Y۴، در مقایسه با نسخه‌های دیگر، انحراف کمتری را برای مقادیر تئوری نیمه عمر نسبت به داده‌های متناظر تجربی پیش‌بینی می‌کند. این بدان معنی است که مدل اصلاح شدهٔ Prox. New (CDM۳Y۴) با میزان تراکم‌ناپذیری مادهٔ هسته‌ای ۲۲۸ MeV، در نهایت می‌تواند انتخاب مناسب‌تری برای توصیف فرایند واپاشی آلفا در محدودهٔ هسته‌های انتخابی محسوب شود. به بیان دیگر هنگامی که محیط هسته‌ای با توجه به میزان تراکم ناپذیری محیطی با سختی متوسط باشد، داده‌های به دست آمدهٔ نیمه عمر واپاشی آلفا توافق بهتری با داده‌های تجربی متناظر خواهند داشت. برای دستیابی به درک بیشتر از میزان اعتبار فرمول‌بندی پیشنهادی برای ضریب انرژی سطحی هسته‌ای، انحراف استاندارد σ حاصل از مدل پتانسیل Prox. ۷۷ را برای مجموعه واپاشی‌های انتخابی محاسبه کرده‌ایم. با مقایسهٔ مقدار $\sigma = ۰/۹۷۷۴$ حاصل از این مدل با مقادیر به دست آمدهٔ فوق به وضوح قابل درک است که اصلاحات اعمال شده در ساختار تحلیلی پتانسیل مجاورت از طریق رابطهٔ (۲۵) منجر به دستیابی پیش‌بین‌های دقیق‌تری برای نیمه‌عمر واپاشی‌های آلفا می‌شود. در شکل ۵ قدرمطلق اختلاف میان مقادیر لگاریتم نیمه عمرهای تجربی و تئوری $\left|log_{۱۰}T_{۱/۲}^{exp} - log_{۱۰}T_{۱/۲}^{cal}\right|$ واپاشی‌های مختلف به صورت تابعی از عدد نوترونی هسته‌های دختر نمایش داده شده‌اند.

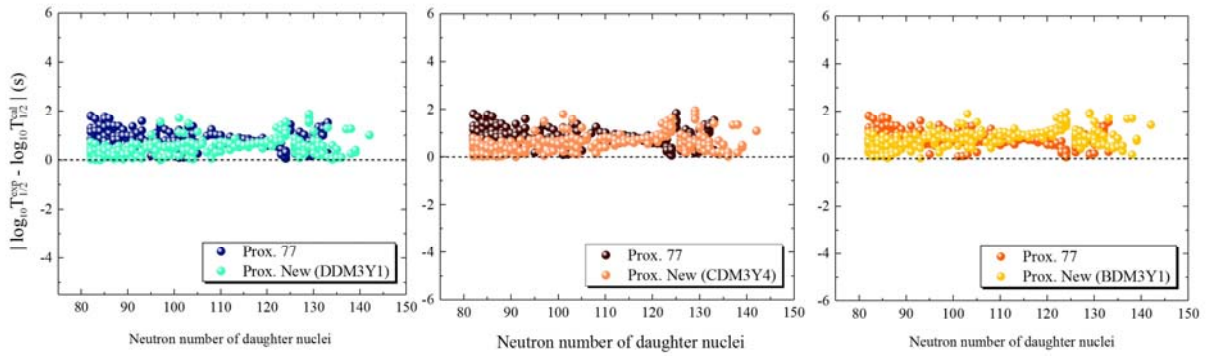
خاطر نشان می‌کنیم که محاسبات این شکل مبتنی بر هر سه مدل اصلاح شدهٔ Prox. New و همچنین نسخهٔ اصلی پتانسیل مجاورت است. همان گونه که قابل مشاهده است اختلاف میان مقادیر تئوری و تجربی نیمه عمر بر مبنای دو مدل اصلاح شدهٔ حاصل از نیروهای BDM۳Y۱ ، CDM۳Y۴ و DDM۳Y۱ عمدتاً در حوالی اعداد ۱ و ۰/۵ تمرکز یافته‌اند. این در حالی است که مدل Prox. ۷۷ با وجود ارائهٔ پیش‌بینی‌های دقیق برای نیمه عمرهای واپاشی‌های مختلف، در مجموع نسبت به هر سه مدل اصلاح شدهٔ مورد بحث، به ویژه مدل Prox. New (CDM۳Y۴)، ضعیف‌تر عمل می‌کنند.

۷. بررسی وجود آثار لایه‌ای

مطالعهٔ ویژگی‌های مختلف فرایند واپاشی آلفا، نظیر نیمه عمر و انرژی آزاد شدهٔ Q_α، همواره امکان دسترسی به اطلاعات ارزشمندی از خواص ساختار هسته‌ای همچون آثار لایه‌ای را فراهم می‌آورد [۴۷]. با توجه به اهمیت این موضوع، در ادامهٔ مباحث این مقاله قصد داریم به بررسی اعتبار فرمول‌بندی ارائه شده برای ضریب کشش سطحی γ در بازتولید خواص لایه‌ای هسته‌ها بپردازیم. بدین منظور، روند تغییرات نیمه عمرهای محاسبه شده بر حسب عدد نوترونی هسته‌های دختر را برای تمامی ۲۳۰ واپاشی انتخابی مورد ارزیابی قرار داده‌ایم. نتایج این بررسی بر پایهٔ هر سه مدل اصلاح شدهٔ پتانسیل مجاورت در شکل ۶ نمایش داده شده‌اند. محدودهٔ تغییرات عدد نوترونی در هسته‌های دختر از N = ۸۲ تا N = ۱۴۲ است. همان گونه که از نتایج ارائه شده در این شکل مشخص است، تغییرات مقادیر محاسبه شدهٔ $log_{۱۰}T_{۱/۲}$ با افزایش عدد نوترونی N همراه با ارتعاشاتی است که تا قبل از N=۱۲۶ ادامه دارند. در N=۱۲۶ یک مقدار کمینهٔ مشخص ظاهر می‌شود که می‌توان آن را تأییدی بر جادویی بودن این عدد دانست. در ادامهٔ، مقادیر نیمه عمر در بازهٔ N=۱۲۶ تا N=۱۳۸ دچار یک افزایش قابل توجه می‌شوند. با توجه به این که رفتارهای مشاهده شده در مقادیر لگاریتمی نیمه عمر برای هر سه نسخهٔ برهم‌کنش‌های NN وابسته به چگالی صادق است (بخش‌الف، ب و ج شکل ۶)، بنابراین این گونه استنباط می‌شود که نتایج حاصل از مدل ارائه شدهٔ Prox. New به خوبی وجود آثار لایه‌ای در هسته‌ها را تأیید می‌کنند.

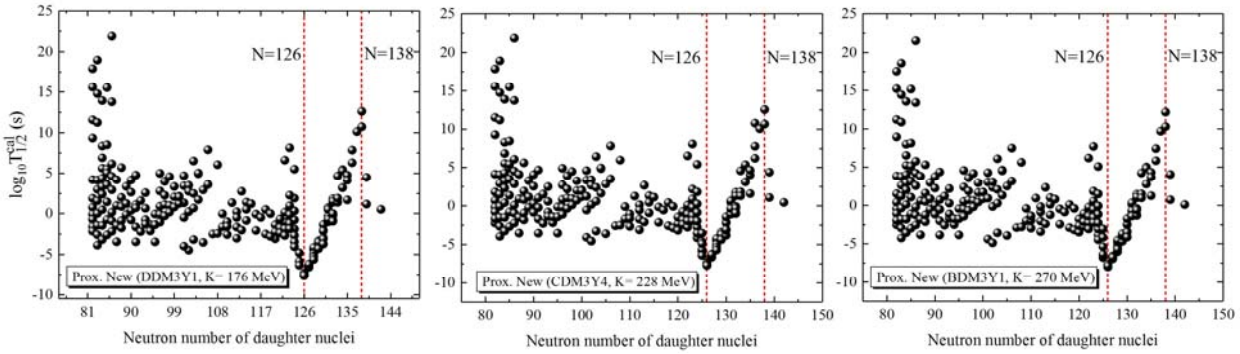
۸. بررسی اعتبار قانون گایگر- نوتال

همان طور که می‌دانیم رابطهٔ میان نیمه عمر واپاشی‌های آلفای هسته‌های پرتوزا و انرژی Q_α ذرات آلفای گسیل شده در آنها



(ج) (ب) (الف)

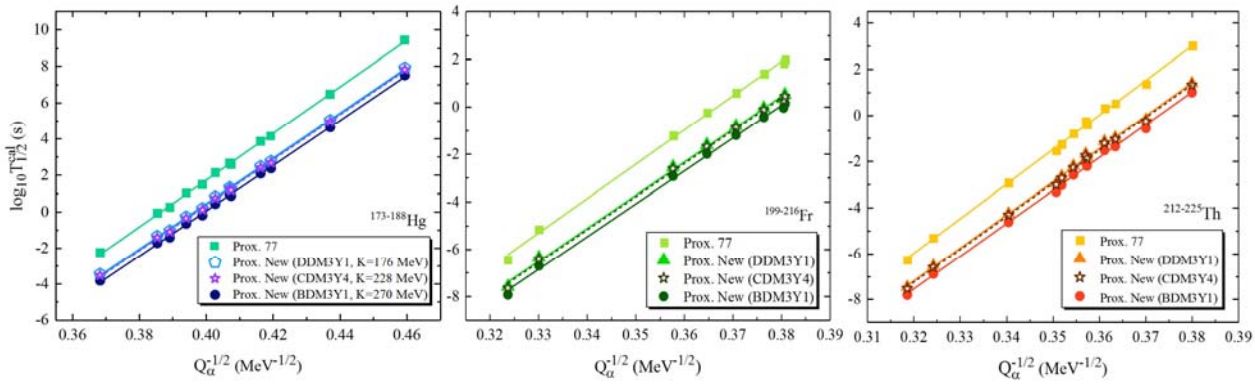
شکل ۵. قدر مطلق اختلاف میان لگاریتم نیمه عمرهای تجربی و تئوری بر مبنای مدل‌های پتانسیل (الف) Prox. New (BDM۳Y۱) (ب) Prox. New (CDM۳Y۴) و (ج) Prox. New (DDM۳Y۱) به صورت تابعی از عدد نوترونی هسته‌های دختر ظاهر شده در واپاشی‌های آلفای مختلف. برای درک بیشتر مقادیر اختلاف حاصل از مدل پتانسیل مجاورت ۱۹۷۷ نیز در هر نمودار نمایش داده شده‌اند.



(ج) (ب) (الف)

شکل ۶. رفتار لگاریتمی مقادیر محاسبه شدهٔ نیمه عمر به صورت تابعی از عدد نوترونی هسته‌های دختر با استفاده از پتانسیل مجاورت اصلاح شده بر پایهٔ ضریب انرژی سطحی حاصل از نیروهای نوکلئون- نوکلئون وابسته به چگالی از نوع (الف) BDM۳Y۱ و (ب) CDM۳Y۴ و (ج) DDM۳Y۱.

را تحت عنوان قانون گایگر- نوتال می‌شناسند [۴۸]. براساس این قانون، می‌توان نشان داد که مقادیر لگاریتم نیمه عمر با عکس جذر انرژی واپاشی Q_α به صورت خطی افزایش می‌یابند. بنابراین تحقیق بر روی درستی قانون GN در چارچوب یک پتانسیل برهم‌کنشی خاص را در واقع می‌توان به عنوان یک راهکار تحلیلی مناسب برای تعیین میزان اعتبار آن مدل در پیش‌بینی نیمه‌عمر واپاشی عناصر سنگین و فوق سنگین به حساب آورد. به منظور تحقق این هدف برای مدل‌های اصلاح شدهٔ حاضر، رفتار نیمه عمرهای محاسبه شده برای ایزوتوپ‌های مختلف سه عنصر دلخواه Hg، Fr و Th را به صورت تابعی از $Q_\alpha^{-1/2}$ در شکل ۷ رسم کرده‌ایم. همان گونه که قابل مشاهده است، مقادیر $log_{10}T_{1/2}$ حاصل از هر سه مدل پتانسیل پیشنهادی Prox. New (DDM۳Y۱)، Prox. New (CDM۳Y۴) و Prox. New (BDM۳Y۱) رفتاری خطی را با افزایش مقادیر $Q_\alpha^{-1/2}$ ارائه می‌دهند که در حقیقت مؤید اعتبار قانون GN در چارچوب مدل‌های مورد بحث است.



(ج) (ب) (الف)

شکل ۷. سنجش اعتبار قانون گایگر- نوتال براساس مدل‌های پتانسیل Prox. ۷۷، Prox. New (DDM۳Y۱)، Prox. New (CDM۳Y۴) Prox. New (BDM۳Y۱) برای گسیل ذرات آلفا از ایزوتوپ‌های (الف) Th، (ب) Fr و (ج)Hg .

جدول ۲. مقادیر شیب A و عرض از مبدأ B نمودارهای GN برای واپاشی آلفای ایزوتوپ‌های مختلف بر اساس مدل‌های Prox. New و Prox. ۷۷.

هستهٔ مادر	Prox. ۷۷		Prox. New (DDM۳Y۱)		Prox. New (CDM۳Y۴)		Prox. New (BDM۳Y۱)	
	A	B	A	B	A	B	A	B
$^{۱۷۳-۱۸۸}$Hg	−۴۹/۶۲	۱۲۸/۴۴	−۴۹/۴۸	۱۲۴/۷۹	−۴۹/۵۱	۱۲۴/۷۱	−۴۹/۶۹	۱۲۴/۴۰
$^{۱۹۹-۲۱۶}$Fr	−۵۲/۹۴	۱۴۴/۲۶	−۵۲/۴۲	۱۳۹/۰۴	−۵۲/۴۳	۱۳۸/۸۸	−۵۲/۵۰	۱۳۸/۲۴
$^{۲۱۲-۲۲۵}$Th	−۵۳/۹۸	۱۴۹/۹۲	−۵۳/۱۲	۱۴۳/۴۷	−۵۳/۱۳	۱۴۳/۲۸	−۵۳/۲۲	۱۴۲/۶۸

در این شکل همچنین اعتبار قانون GN در محدودهٔ واپاشی‌های انتخابی از طریق محاسبات مربوط به نسخهٔ اصلی پتانسیل مجاورت مورد ارزیابی قرار گرفته است. در این مورد هم می‌توان روند صحیح تغییرات مقادیر به دست آمدهٔ $log_{۱۰}(T_{۱/۲})$ را با افزایش انرژی آزاده شدهٔ Q_α مشاهده کرد با این تفاوت که مقادیر محاسبه شدهٔ نیمه عمر حاصل از مدل Prox. ۷۷، نسبت به آنهایی که براساس شکل های اصلاح شدهٔ پتانسیل مجاورت به دست آمده‌اند، بزرگ‌ترند. برای دستیابی به درک بیشتر، روند تغییرات مقادیر لگاریتم نیمه عمر بر اساس هر یک از چهار مدل پتانسیل مورد بررسی را به صورت تابعی از انرژی آزاد شده در فرایند واپاشی آلفا فرمول‌بندی کرده‌ایم

$$log_{۱۰}T_{۱/۲}^{cal} = A + \frac{B}{\sqrt{Q_\alpha}}. \qquad (۲۷)$$

لازم به ذکر است که مقادیر استخراج شده برای ثابت‌های A و B بر اساس مدل‌های مختلف پتانسیل برای هر سه ایزوتوپ انتخابی Hg، Fr و Th در جدول ۲ ارائه شده‌اند.

۹. بررسی فرمول‌های تجربی نیمه عمر

همان گونه که در بخش قبل نیز بدان اشاره شد، اولین فرمول‌بندی تجربی که برای محاسبهٔ نیمه عمرهای واپاشی آلفا ارائه شد قانون گایگر- نوتال است. پس از معرفی این قانون، محققان بسیاری درصدد اصلاح و پیشرفت آن بر آمدند. در نتیجهٔ این تلاش‌ها، در طول سال‌های اخیر فرمول‌های تجربی و نیمه تجربی متنوعی برای محاسبهٔ نیمه عمرهای واپاشی آلفا پیشنهاد شده است [۴۹ و ۵۰]. قانون اصلاح شدهٔ مقیاس براون[۵] یکی از همین روابط پیشنهادی است [۵۱]

۱. Modified Scaling Law of Brown (MSLB)

$$log_{10}T_{1/2}(s) = aZ_d^{0.6}Q_\alpha^{-1/2} + b + cI + dI^2, \quad (۲۸)$$

که درآن Z_d، Q_α و I به ترتیب عدد اتمی هستهٔ دختر، انرژی واپاشی آلفا و پارامتر عدم تقارن ($I = \frac{N-Z}{A}$) هستند. در این رابطه a، b و c ثابت هایی هستند که برای هریک از هسته‌های مادر زوج- زوج، زوج- فرد، فرد- زوج و فرد- فرد مقادیر مختلفی دارند [۵۱]. فرمول تجربی دیگری که می‌توان به آن اشاره کرد، فرمول‌بندی ویولا- سیبورگ است که به صورت یک قانون تعمیم یافته از قانون گایگر- نوتال ارائه شده است [۵۲ و ۵۳]

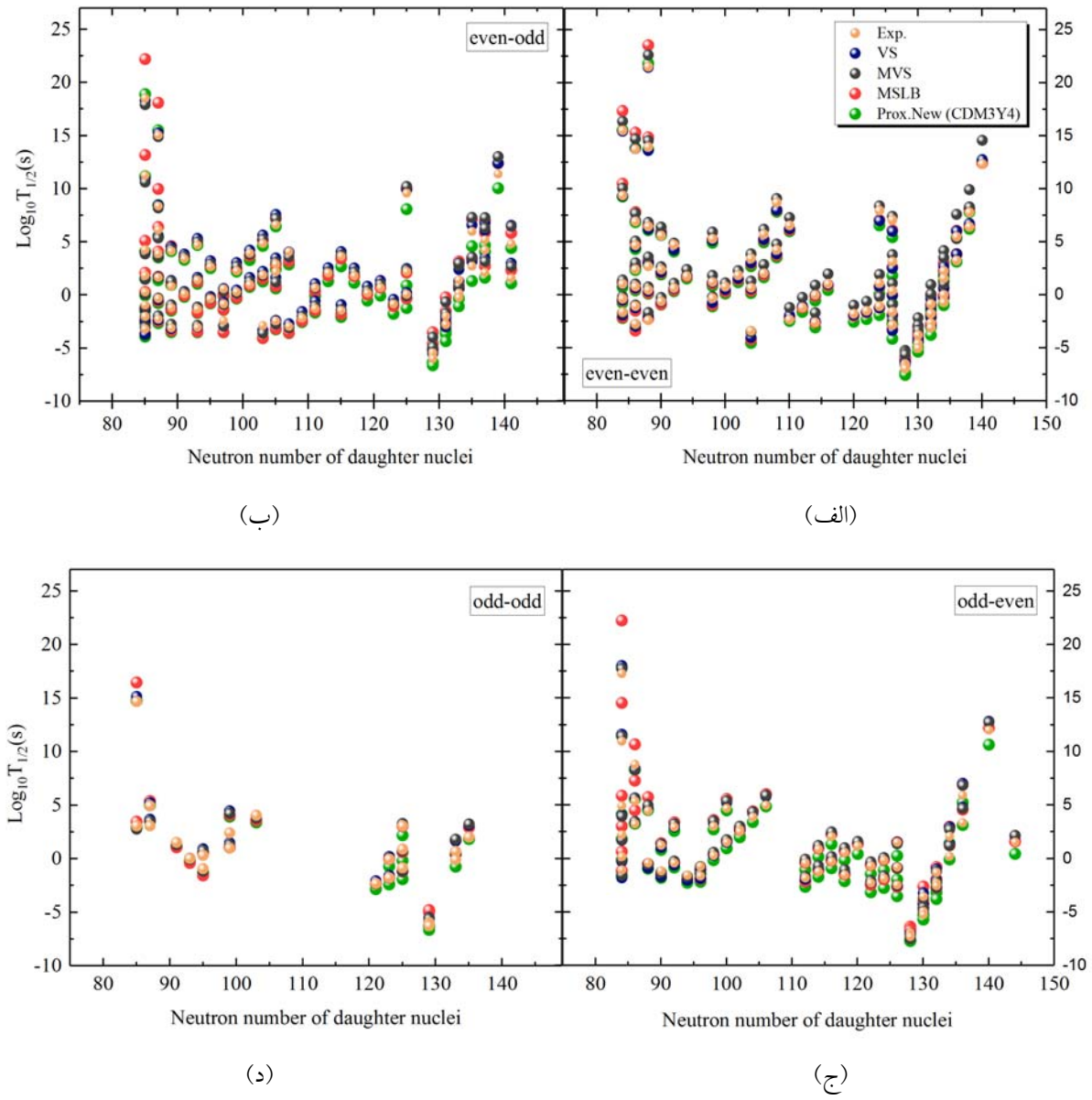
$$log_{10}T_{1/2}(s) = \frac{aZ+b}{\sqrt{Q_\alpha}} + cZ + d, \quad (۲۹)$$

فرم اصلاح شدهٔ فرمول‌بندی (۲۹) با نام MVS که با افزودن عبارتی شامل پارامتر عدم تقارن I به وجود آمده است، به صورت زیر معرفی می‌شود [۵۴]:

$$log_{10}T_{1/2}(s) = \frac{aZ+b}{\sqrt{Q_\alpha}} + cZ + d + eI + fI^2, \quad (۳۰)$$

که در آن Z بر عدد اتمی هسته‌های مادر اشاره دارد. لازم به ذکر است که ثابت‌های تنظیم‌پذیر a، b، c، d، e و f از طریق برازش داده‌های تجربی و مقادیر محاسبه شده برای هسته‌های مادر مختلف (زوج- زوج، زوج- فرد، فرد- زوج و فرد- فرد) به دست آمده‌اند [۵۴]. در این بخش قصد داریم که به بررسی و مقایسهٔ نیمه عمرهای حاصل از هر یک از فرمول‌بندی‌های مذکور و مدل‌های پتانسیل پیشنهادی بپردازیم. بدین منظور، نیمه عمرهای واپاشی آلفا ۲۳۰ هستهٔ مادر انتخابی را از طریق فرمول‌های تجربی VS، MVS و MSLB محاسبه کردیم. همان گونه که پیشتر نیز بدان اشاره شد، از میان سه مدل پیشنهادی Prox. New و نسخهٔ اصلی مدل مجاورت (Prox. ۷۷)، مدل Prox. New (CDM۳Y۴) توافق بهتری با داده‌های تجربی نیمه عمرها برای مجموع ۲۳۰ واپاشی آلفای انتخابی دارد. از این رو برای محاسبات این بخش از مدل پتانسیل Prox. New (CDM۳Y۴) بهره خواهیم گرفت. پس از محاسبهٔ نیمه عمرهای واپاشی‌های مورد بحث به کمک فرمول‌های تجربی VS، MVS و MSLB و مدل Prox. New (CDM۳Y۴)، رفتار لگاریتمی این نیمه عمرها را بر حسب عدد نوترونی هسته‌های دختر رسم کردیم. نتایج در شکل ۸ ارائه شده‌اند. خاطر نشان می‌شود که این شکل شامل چهار بخش مختلف (الف)، (ب)، (ج) و (د) به ترتیب شامل ۷۴ هستهٔ مادر زوج- زوج، ۷۴ هستهٔ مادر زوج- فرد، ۵۸ هستهٔ مادر فرد- زوج و ۲۴ هستهٔ مادر فرد- فرد است. با توجه به شکل می‌توان دریافت که نیمه عمرهای پیش‌بینی شده از طریق مدل Prox. New (CDM۳Y۴) با داده‌های متناظر تجربی و همچنین آنهایی که بر اساس فرمول‌های تجربی مذکور محاسبه شده‌اند،در مجموع توافق خوبی دارند.

به منظور دستیابی به درک بیشتر، میزان انحراف استاندارد σ داده‌های محاسبه شده از طریق فرمول‌های VS، MVS و MSLB و همچنین مدل پتانسیل Prox. New (CDM۳Y۴) را نسبت به داده‌های تجربی برای ۷۴ هستهٔ مادر زوج- زوج، ۲۴ هستهٔ فرد- فرد، ۷۴ هستهٔ زوج- فرد و در نهایت ۵۸ هستهٔ فرد- زوج به صورت جداگانه محاسبه کردیم. نتایج حاصل از این بررسی در جدول ۳ ارائه شده‌اند. توجه شود که ستون‌های اول، دوم و سوم این جدول به ترتیب به داده‌های انحراف استاندارد فرمول‌بندی‌های تجربی نیمه عمر MSLB، VS و MVS اشاره دارند. ستون آخر نیز مربوط به داده‌های انحراف معیار مربوط به مدل پتانسیل Prox. New (CDM۳Y۴)است. بر اساس نتایج ارائه شده در می‌یابیم که به جز برای مدل MVS، در مابقی مدل‌ها دقیق‌ترین پیش‌بینی‌ها از داده‌های تجربی نیمه عمر اختصاص به هسته‌های زوج- زوج دارد. علاوه براین مشاهده می‌شود که در مجموع ۲۳۰ واپاشی انتخابی، مدل‌های Prox. New (CDM۳Y۴) و MVS بهترین نتایج را برای هسته‌های مختلف تولید می‌کنند. این در حالی است که مدل MSLB بیشترین اختلاف را با داده‌های متناظر تجربی در سه دسته هسته‌های (e-o)، (o-e) و (o-o) از خود نشان می‌دهد. همچنین برای هسته‌های (e-e) بیشترین انحراف از داده‌های تجربی به فرمول MVS مربوط می‌شود.



شکل ۸. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) مقایسهٔ روند تغییرات لگاریتمی نیمه عمرهای واپاشی آلفا محاسبه شده توسط فرمول‌های تجربی نیمه عمر VS (به رنگ آبی) [۵۲ و ۵۳]، MVS (خاکستری) [۵۴]، MSLB (قرمز) [۵۱] و مدل پتانسیل پیشنهادی Prox. New (CDM۳Y۴) (سبز) و در نهایت داده‌های تجربی نیمه عمر واپاشی‌های آلفا (صورتی)، بر حسب عدد نوترونی هستهٔ دختر در ردیف بالا (الف) ۷۴ هستهٔ مادر زوج- زوج، (ب) ۷۴ هستهٔ زوج- فرد و در ردیف پایین، (ج) ۵۸ هستهٔ فرد- زوج و (د) ۲۴ هستهٔ فرد- فرد.

۱۰. پیش‌بینی نیمه عمرهای عناصر فوق سنگین (وجود خاصیت لایه‌ای در N = ۱۸۴)

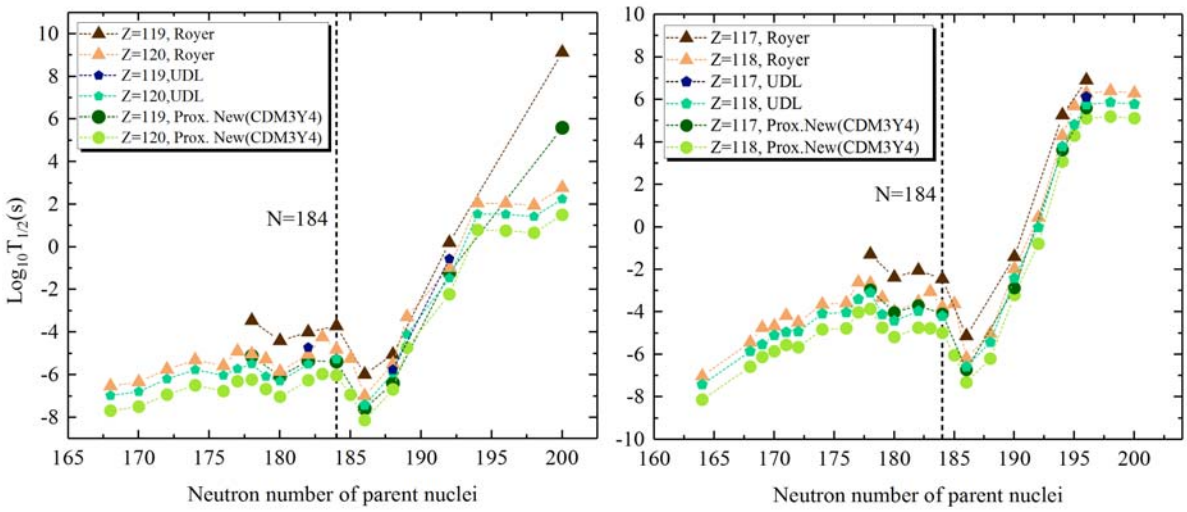
همان گونه که می‌دانیم واپاشی از طریق گسیل ذرهٔ آلفا، کانال غالب برای فروپاشی هسته‌های سنگین و فوق سنگین رادیواکتیو است. از آنجایی که شناسایی هسته‌های فوق سنگین اساساً به کمک زنجیره‌های واپاشی آلفا از یک هستهٔ مادر ناشناختهٔ به یک هستهٔ دختر شناخته شده صورت می‌گیرد، بنابراین اطلاع از نیمه عمر عناصر در چنین زنجیره‌هایی می‌تواند به شناخت

جدول ۳. میزان انحراف معیار نیمه عمرهای واپاشی آلفای ۲۳۰ هستهٔ مادر محاسبه شده از طریق فرمول‌بندی‌های تجربی نیمه عمر MSLB [۵۱]، VS [۵۲ و ۵۳]، MVS [۵۴] و مدل پتانسیل Prox. New (CDM۳Y۴)، نسب به داده‌های تجربی نیمه عمر برای ۷۴ هستهٔ مادر زوج- زوج، ۲۴ هستهٔ فرد- فرد، ۷۴ هستهٔ زوج- فرد و ۵۸ هستهٔ فرد- زوج.

هستهٔ مادر	σ^{MSLB}	σ^{VS}	σ^{MVS}	$\sigma_{Prox.New(CDM3Y4)}$
زوج-زوج	۰/۰۷۳۷	۰/۰۴۵۵	۰/۱۲۹۴	۰/۰۷۲۴
Z زوج- N فرد	۰/۱۱۹۸	۰/۰۷۳۶۰	۰/۰۹۰۷	۰/۰۸۵۸
Z فرد- N زوج	۰/۱۳۴۷	۰/۰۶۳۵	۰/۰۶۱۷	۰/۰۸۹۱
فرد-فرد	۰/۱۶۹۷	۰/۱۲۶۲	۰/۱۲۲۱	۰/۱۲۱۱

ایزوتوپ‌های جدید در نواحی هسته‌های فوق سنگین کمک شایانی کند. به عبارت دیگر، در ارتباط با نیمه عمرهای واپاشی آلفا می‌توان گفت که پیش‌بینی معتبر و دقیق این نیمه عمرها در نواحی هسته‌های فوق سنگین، امری مفید و ضروری خواهد بود. بر اساس نتایج بخش‌های قبل مشخص شد که مدل پیشنهادی Prox. New به ویژه نسخهٔ Prox. New (CDM۳Y۴) از توافق خوبی با داده‌های تجربی نیمه عمر واپاشی‌های آلفای انتخابی برخوردار است. همچنین دریافتیم که این مدل قادر به بازتولید اثرات لایه‌ای در ناحیهٔ هسته‌های منتخب است. بنابراین با توجه به عملکرد مناسب این مدل در مباحث فوق و همچنین ضرورت پیش‌بینی نیمه‌عمرهای واپاشی آلفا در نواحی هسته‌های فوق سنگین، در این بخش قصد داریم تا به کمک مدل ارائه شدهٔ Prox. New (CDM۳Y۴) نیمه عمر واپاشی‌های آلفای ۶۳ هستهٔ مادر فوق سنگین با اعداد اتمی ۱۱۷، ۱۱۸، ۱۱۹ و Z=۱۲۰ را تخمین برنیم. برای مقایسهٔ نتایج به دست آمده و بررسی دقت و اعتبار آنها از داده‌های نیمه عمر حاصل از قانون جهانی واپاشی[۱] در مرجع [۵۵] و همچنین فرمول تجربی نیمه عمر رویر که اخیراً گزارش شده است [۵۶] نیز بهره گرفتیم. پس از محاسبهٔ نیمه عمرهای هسته‌های مادر منتخب در این ناحیه به کمک مدل پتانسیل Prox. New (CDM۳Y۴)، روند تغییرات لگاریتمی نیمه عمر های واپاشی‌های آلفا به دست آمده را بر حسب عدد نوترونی هسته‌های دختر مورد ارزیابی قرار داده‌ایم. نتایج برای ۶۳ هستهٔ مادر فوق سنگین انتخابی به صورت تابعی از عدد نوترونی هسته‌های مادر در شکل ۹ نمایش داده شده‌اند. خاطر نشان می‌شود که محاسبات این شکل در دو بخش جداگانه (الف) و (ب) ارائه شده است که به ترتیب به هسته‌های با اعداد اتمی ۱۱۷ و Z=۱۱۸ و هسته‌های با اعداد اتمی ۱۲۰ , Z=۱۱۹ اختصاص دارند. علاوه بر این، نمادهای مثلث رو به بالا، پنج ضلعی و دایره به ترتیب به داده‌های نیمه عمر حاصل از مدل‌های Royer، UDL و Prox. New (CDM۳Y۴) اشاره دارند. به عنوان اولین نتیجه، باید اشاره کنیم که با افزایش عدد نوترونی هسته‌های دختر، مقادیر نیمه عمر حاصل از مدل اصلاح شده Prox. New (CDM۳Y۴) به صورت ارتعاشی تغییر می‌کنند. این روند برای تمام ایزوتوپ‌های مورد بررسی تا قبل از عدد نوترونی N=۱۸۴ ادامه می‌یابد، اما هنگامی که عدد نوترونی هسته‌های دختر برابر با ۱۸۴ می‌شود یک مقدار کمینه در نیمه عمرهای واپاشی‌های آلفا مشاهده می‌شود. با توجه به تغییر ناگهانی مقادیر لگاریتمی نیمه عمر در عدد نوترونی N=۱۸۴، می‌توان این تغییر را تأییدی بر جادویی بودن عدد نوترونی N=۱۸۴ دانست. علاوه بر این، با تحلیل نتایج نمایش داده شده در شکل ۹ در می‌یابیم که رفتار لگاریتمی نیمه عمرهای حاصل از مدل Prox. New (CDM۳Y۴) با آنهایی که

۱. Universal Decay Law (UDL)



(ب) (الف)

شکل ۹. رفتار لگاریتمی نیمه عمرهای محاسبه شده از طریق مدل پتانسیل Prox. New (CDM۳Y۴) (با نماد دایره)، مدل UDL (با نماد پنج ضلعی) و فرمول تجربی نیمه عمر رویر [۵۶] (با نماد مثلث رو به بالا)، بر حسب عدد نوترونی هستهٔ دختر در نواحی فوق سنگین برای (الف) اعداد اتمی ۱۱۸ و ۱۱۷ =Z و (ب) ۱۲۰ و ۱۱۹ =Z.

از طریق مدل‌های رویر و UDL به دست آمده‌اند همخوانی قابل قبولی دارند. به عنوان مثال، اختلاف میان نیمه عمرهای حاصل از مدل اصلاح شده حاضر و UDL به طور میانگین تنها درحدود ۰/۶ است. بر این اساس، می‌توان اظهار داشت که نتایج برآمده از مدل پیشنهادی Prox. New (CDM۳Y۴) وجود آثار لایه‌ای را در ناحیه‌ی هسته‌های فوق سنگین به خوبی تصدیق می‌کند.

۱۱. نتیجه‌گیری

در این پژوهش با بهره‌گیری از برهم‌کنش‌های NN وابسته به چگالی ار نوع نیروهای M۳Y-Paris، به مطالعهٔ سیستماتیک ضریب کشش سطحی میان ذرهٔ ^{4}He و هستهٔ دختر در طول فرایند واپاشی آلفا پرداخته‌ایم. برای این منظور، پتانسیل هسته‌ای را با استفاده از مدل میکروسکوپی DF برای ۲۳۰ واپاشی مختلف که عدد اتمی هسته‌های مادر آنها در محدودهٔ Z = ۶۶ تا Z = ۹۱ قرار دارند، محاسبه کرده‌ایم. خاطر نشان می‌شود که محاسبات مدل DF را بر پایهٔ سه نسخه از برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئون وابسته به چگالی، یعنی DDM۳Y۱، CDM۳Y۴ و BDM۳Y۱، انجام داده‌ایم. در ادامه تلاش کرده‌ایم تا با برقراری یک ارتباط منطقی میان صورتمندی مدل‌های مجاورت و DF در نقطهٔ تماس میان هستهٔ دختر و ذرهٔ آلفا، مقادیر ضریب کشش سطحی γ را برای هر یک از واپاشی‌های انتخاب شده به دست آوریم. با بررسی رفتار مقادیر حاصل برای این ضریب بر حسب مجذور پارامترعدم تقارن A_S^2 در محدودهٔ جرمی انتخابی، موفق به ارائهٔ یک فرمول‌بندی جدید برای ضریب کشش سطحی صورتمندی مجاورت شده‌ایم. نتایجتحقیقات صورت گرفته در این بخش آشکار می‌سازد که در مقایسه با نیروهای DDM۳Y۱ و CDM۳Y۴، استفاده از برهم‌کنش‌های NN از جنس نیروهای BDM۳Y۱ در مجموع منجر به مقادیر بزرگ‌تری برای قدرت کشش سطحی میان ذرهٔ آلفا و هستهٔ دختر در طول فرایند واپاشی می‌شود. از طرفی حساسیت ضریب γ معرفی شده بر اساس نسخهٔ BDM۳Y۱ به اثرات عدم تقارن سیستم‌های برهم‌کنشی از دو نسخهٔ دیگر بیشتر است. به منظور بررسی اعتبار شکل پیشنهادی γ، مقادیر

تئوری نیمه عمر را برای تمامی ۲۳۰ واپاشی آلفای انتخابی برپایهٔ پتانسیل‌های اصلاح شدهٔ Prox. New (DDM۳Y۱)، Prox. New (CDM۳Y۴) و Prox. New (BDM۳Y۱) محاسبه و از طریق تعیین انحراف استاندارد σ با مقادیر متناظر تجربی، مقایسه کرده‌ایم. نتایج محاسبات انجام شده برای مقادیر σ نشان می‌دهد که پتانسیل‌های مجاورت اصلاح شده از طریق هر سه نوع برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون انتخابی، پیش‌بینی‌های قابل قبولی را برای داده‌های آزمایشگاهی نیمه عمر ارائه می‌دهند. برای دستیابی به درک بیشتر از میزان اعتبار مدل‌های پتانسیل معرفی شده، نیمه عمرهای حاصل از هر یک از این مدل‌ها را با آنهایی که بر اساس نسخهٔ اصلی پتانسیل مجاورت به دست آمده‌اند نیز مقایسه کرده‌ایم. نتایج بررسی‌های صورت گرفته برای مجموعه واپاشی‌های انتخابی حاکی از آن است که از بین چهار مدل Prox. New (DDM۳Y۱)، Prox. New (CDM۳Y۴)، Prox. New (BDM۳Y۱) و Prox. ۷۷، کمترین میزان انحراف مقادیر تئوری نیمه عمر نسبت به داده‌های متناظر تجربی به مدل Prox. New (CDM۳Y۴) و بیشترین میزان آن نیز به مدل Prox. ۷۷ اختصاص دارند.

در این تحقیق همچنین به بررسی اعتبار قاعدهٔ گایگر - ناتال در چارچوب پتانسیل‌های Prox. New (DDM۳Y۱)، Prox. New (CDM۳Y۴) و Prox. New (BDM۳Y۱) برای مجموعه‌های ایزوتوپی مختلف پرداخته‌ایم. نتایج به دست آمده نشان داد که نیمه عمرهای محاسبه شده بر اساس هر یک از پتانسیل‌های اصلاح شدهٔ مجاورت از یک رفتار خطی منظم برحسب $Q_\alpha^{-1/2}$ تبعیت می‌کنند که این خود با قانون GN همخوانی کامل دارد. همچنین لازم است اشاره کنیم که در تحقیق حاضر، رفتار مقادیر لگاریتمی نیمه عمر بر حسب عدد نوترونی هسته‌های دختر ظاهر شده در واپاشی‌های آلفای مختلف مورد ارزیابی قرار گرفته‌اند. نتایج این بررسی به خوبی وجود آثار لایه‌ای در هسته‌ها را تأیید می‌کند. در ادامه، به کمک سه فرمول تجربی نیمه عمر VS، MVS و MSLB به محاسبهٔ نیمه عمرهای واپاشی‌های انتخابی پرداختیم و نتایج را با داده‌های حاصل از مدل پیشنهادی Prox. New (CDM۳Y۴) مقایسه کردیم. در نتیجهٔ این مقایسه مشخص شد که مدل پیشنهادی در باز تولید داده‌های تجربی نیمه عمر برای هسته‌های مادر فرد- فرد موفق‌تر از دیگر فرمول‌ها عمل می‌کند. همچنین این مدل در جایگاه دوم برای بازتولید داده‌های تجربی هسته‌های مادر زوج- زوج و زوج- فرد قرار می‌گیرد. لازم به ذکر است که فرمول تجربی VS و شکل اصلاح‌شدهٔ آن یعنی MVS در باز تولید داده‌های تجربی گروه فرد- زوج نسبت به دو مدل دیگر موفق ظاهر شدند. در انتها با توجه به اهمیت اطلاع از نیمه عمر واپاشی‌های آلفای هسته‌های فوق سنگین برای شناسایی عناصر جدید، با بهره‌گیری از مدل پیشنهادی Prox. New (CDM۳Y۴) به پیش‌بینی نیمه عمرهای واپاشی آلفای هسته‌های مادر با عدد اتمی ۱۱۷، ۱۱۸، ۱۱۹ و ۱۲۰ =Z در ناحیهٔ عناصر فوق سنگین پرداختیم. نتایج حاصل از این بررسی را با داده‌های محاسبه شده از طریق فرمول‌های تجربی رویر و UDL مقایسه کردیم. در نتیجهٔ این بررسی دریافتیم که داده‌های نیمه عمر به دست آمده رفتاری مشابه با دو مدل مذکور دارد. همچنین، مشخص شد که این مدل علاوه بر نواحی سنگین قادر به بازتولید آثار لایه‌ای در نواحی فوق سنگین نیز است و وجود این آثار را به خوبی تأیید می‌کند.

مراجع

1. D S Delion, S Peltonen, and J Suhonen, *Phys. Rev. C* **73** (2006) 014315.
2. P R Chowdhury, C Samanta, D N Basu, *Phys. Rev. C* **73** (2006) 014612.
3. W M.Seif, *Phys. Rev. C* **74** (2006) 034302.
4. D N Basu, *J Phys. G Nucl. Part. Phys.* **30** (2004) B35.
5. E Rutherford, *Philos. Mag.* **47** (1899) 109 .
6. E Rutherford, H Geiger, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **81** (1908) 141.
7. E Rutherford, T Royds, *Philos. Mag.* **17** (1908) 281 .
8. G Z Gamow, *Phys.* **51** (1928) 204 .
9. E U Condon, R W Guerney, *Nature* **122** (1928) 439.

10. E U Condon, R W Guerney, *Phys. Rev.* **33** (1929) 127 .
11. H F Zhang, W Zuo, J Q. Li, and G Royer, *Phys. Rev. C* **74** (2006) 017304 .
12. H F Zhang and G Royer, *Phys. Rev. C* **76** (2007) 047304.
13. P R Chowdhury, D N Basu, and C Samanta, *Phys. Rev. C* **75** (2007) 047306.
14. J Blocki, J Randrup, W J Swiatecki, and C F Tsang, *Ann. Phys. (NY)* **105** (1977) 427.
15. I Dutt, and R K Puri, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 044615 .
16. I Dutt, and R K Puri, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 064609 .
17. I Dutt, and R K Puri, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 047601.
18. G L Zhang, H B Zheng, and W W Qu, Eur. *Phys. J. A* **53** (2017) 246 .
19. N S Rajeswari and M Balasubramaniam, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **40** (2013) 035104.
20. W D Myers and W J Swiatecki, *Ark. Fys.* **36** (1967) 343.
21. W D Myers and W J Swiatecki, *Nucl. Phys. A* **601** (1996) 141.
22. W D Myers and W J Swiatecki, *Phys. Rev. C* **60** (1999) 014606.
23. W D Myers and W J Swiatecki, *Phys. Rev. C* **62** (2000) 044610.
24. P Moller and J R Nix, *Nucl. Phys. A* **272** (1976) 502.
25. P. Moller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, *At. Data Nucl. Data Tables* **59** (1995) 185.
26. V Zanganeh and N Wang, Nucl. Phys. A **929** (2014) 94 .
27. M Golshanian, O N Ghodsi, and R Gharaei, *Mod. Phys. Lett. A* **28** (2013) 1350164.
28. L Zheng, G L Zhang, J C Yang, and W W Qu, *Nucl. Phys. A* **915** (2013) 70 .
29. N Anantaraman, H Toki, and G F Bertsch, *Nucl. Phys. A* **398** (1983) 269.
30. D T Khoa, W von Oertzen, H G Bohlen, G Bartnitzky, H Clement, Y Sugiyama, B Gebauer, A N Ostrowski, Th Wilpert, M Wilpert, and C Langner, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 34.
31. D Vautherin, and D M Brink, *Phys. Rev. C* **5** (1972) 626.
32. G R Satchler, and W G Love, *Phys. Rep.* **55** (1979) 183.
33. D T Khoa, and G R Satchler, *Nucl. Phys. A* **668** (2000) 3.
34. J Blocki, J Randrup, W J Swiatecki, C F Tsang, *Ann. Phys. (NY)* **105** (1977) 427 .
35. R K Gupta, D. Singh, R. Kumar, W. Greiner, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **36** (2009) 075104 .
36. R K Gupta, N Singh, M Manhas, *Phys. Rev. C* **70** (2004) 034608.
37. N Malhotra, R K Gupta, *Phys. Rev. C* **31** (1985) 1179 .
38. W M Seif, and H Mansour, *Int. J. Mod. Phys. E* **24** (2015) 1550083.
39. D T Khoa, G R Satchler, and W von Oertzen, *Phys. Rev. C* 56 (1997) 954.
40. K P Santhosh, and Tinu Ann Jose, *Phys. Rev. C* **99** (2019) 064604.
41. G Wentzel, *Z. Phys.* **38** (1926) 518.
42. H A Kramers, *Z. Phys.* **39** (1926) 828.
43. L Brillouin, *Compt. Rend.* **183** (1926) 24 .
44. D N Poenaru, W Greiner, M Ivascu, D Mazilu, and I H Plonski, *Z. Phys. A* **325** (1986) 435.
45. C Xu, and Z Ren, *Nucl. Phys. A* **760** (2005) 303.
46. C L Guo, G L Zhang, and X. Y. Le, *Nucl. Phys. A* **897** (2013) 54 .
47. H F Zhang, G Royer, Y J Wang, J M Dong, W Zuo, and J Q Li, *Phys. Rev. C* **80** (2009) 057301.
48. H Geiger, and J M Nuttall, *Phil. Mag.* **22** (1911) 613.
49. G Royer, J Phys. G Nucl, *Part. Phys.* **26** (2000) 1149.
50. G Royer and H Zhang, *Int. J. Mod. Phys. E* **17** (2008) 2270
51. D T Akrawy, A H Ahmed, *Phys. Rev. C* **100** (2019) 044618.
52. T Dong , Z Ren, *Eur. Phys. J. A* **26** (2005) 69 .
53. V E Viola, G T Seaborg, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **28** (1966) 741.
54. E Shin, Y Lim, C H Hyun, Y Oh, *Phys. Rev. C* **94** (2016) 024320.
55. C Qi, F R Xu, R J Liotta, R Wyss, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 072501.
56. J G Deng, H F Zhang, G Royer, *Phys. Rev. C* **101** (2020) 034307.