

مطالعه بهره ایزوتوپی و نیمه عمر شکافت خودبه خودی دو ایزوتوپ ابرسنگین ^{266}Rf و ^{104}Rf و ^{268}Rf

محمد رضا پهلوانی و حسین کریمی گزافرودی

گروه فیزیک هسته‌ای، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر

پست الکترونیکی: m.pahlavani@umz.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۱/۰۷/۲۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۲/۰۱/۰۹)

چکیده:

بازده ایزوتوپی و نیمه عمر شکافت خودبه خودی ایزوتوپ‌های ^{266}Rf و ^{268}Rf هسته ابرسنگین رادرفوردیوم محاسبه و با مقادیر تجربی مقایسه شده است. برای هر جفت پاره‌های شکافت، احتمال تونل زنی از سد شکافت و ثابت واپاشی با استفاده از روش WKB محاسبه و از مجموع ثابت واپاشی دو پارگی‌های محتمل، ثابت واپاشی کل و سپس نیمه عمر شکافت خودبه خودی دو ایزوتوپ را به دست آوردیم. برای محاسبه سد شکافت واپاشی از پتانسیل هسته‌ای مجاورتی به علاوه پتانسیل کولنی استفاده کرده‌ایم (به علت زوج-زوج بودن دو ایزوتوپ، اسپین هسته‌ها صفر و بنابراین پتانسیل گریز از مرکز صفر در نظر گرفته شده است). سد پتانسیل شکافت بر حسب عدد جرمی پاره شکافت برای دو ایزوتوپ رسم شده است. معمولاً شکافت خودبه خودی در هسته‌های ابرسنگین به گونه‌ای رخ می‌دهد، که انرژی تحرکی هسته مادر، کم و بنابراین تعداد نوترون‌های گسیل شده به همراه شکافت کم و قابل صرف نظر کردن می‌شود. بدین سبب در این روش که به شکافت سرد معروف است معمولاً از گسیل نوترون به همراه شکافت صرف نظر می‌شود. بهره‌های ایزوتوپی محاسبه شده برای دو ایزوتوپ ^{266}Rf و ^{268}Rf برای دو پارگی‌های محتمل، نشان داده شده است که تولید دو پاره ^{132}Te و ^{134}Te ، به ترتیب برای ایزوتوپ‌های ^{266}Rf و ^{268}Rf ، بیشترین بهره را دارند. وجود اختلاف خیلی کم بین مقادیر محاسبه شده و مقادیر اندازه گیری شده نشان دهنده اعتبار و دقت روش مورد استفاده است.

واژه‌های کلیدی: شکافت خودبه خودی، بازده ایزوتوپی، هسته ابرسنگین، نیمه عمر، سد پتانسیل

چند نوترون به همراه مقدار قابل ملاحظه‌ای انرژی آزاد می‌شود.

۱. مقدمه

شکافت می‌تواند به صورت تبدیل هسته مادر به دو هسته (شکافت دوتایی) [۷] و یا تبدیل هسته شکافت پذیر به سه هسته (شکافت سه تایی) [۸] رخ دهد. از طرف دیگر شکافت می‌تواند به صورت خودبه خودی [۹] یا واداشته انجام شود. در شکافت واداشته، انرژی لازم جهت تحریک هسته سنگین برای انجام شکافت به وسیله عاملی می‌تواند به آن تزریق شود. اولین و شایع‌ترین نوع شکافت واداشته، شکافت نوترونی است [۱۰]. با توجه به این که امروزه انرژی هسته‌ای در راکتورهای هسته‌ای با استفاده از سازوکار شکافت واداشته نوترونی صورت

شکافت خودبه خودی عناصر سنگین و فوق سنگین از اهمیت ویژه‌ای نزد فیزیکدانان هسته‌ای برخوردار است و در سال‌های اخیر به علت کاربرد و فواید این مطالعات در زمینه‌های مختلف مورد توجه قرار گرفته است [۱-۳]. بعد از کشف شکافت اورانیوم به وسیله هان و استراسمن در سال ۱۹۳۷ [۴] تحقیقات گسترده‌ای در مورد آن صورت گرفت [۵-۶]. در پدیده شکافت، یک هسته سنگین یا ابرسنگین که در حالت ناپایدار قرار دارد به دو یا چند هسته با جرم‌های متوسط تبدیل شده و

شکافت با یکدیگر انتخاب شدند. پتانسیل مجاورتی اولین بار توسط بلاکی و همکارانش، برای مطالعات همجوشی هسته‌های سبک مورد استفاده قرار گرفت [۲۱-۲۲]، نتایج حاصل از محاسبات مربوط به این پتانسیل، تطابق بسیار خوبی با نتایج حاصل از اندازه‌گیری نیمه عمر هسته‌های زوج-زوج نشان می‌دهد [۲۳، ۱۶ و ۲۴]. در این پژوهش، مقدار انرژی تولید شده در شکافت (Q) برای محاسبه سد پتانسیل مورد استفاده قرار گرفته است. احتمال نفوذ با استفاده از تقریب WKB به دست می‌آید و نتایج حاصل، برای احتمال نفوذ جهت محاسبه نیمه عمر شکافت خودبه‌خودی دو ایزوتوپ رادرفوردیوم مورد استفاده قرار گرفته است. همچنین با استفاده از مقادیر به دست آمده از ضریب نفوذ، می‌توان بازده ایزوتوپی این ایزوتوپ‌ها را نیز محاسبه کرد.

۲. محاسبه نیمه عمر شکافت خودبه‌خودی

احتمال تونل زنی در سد پتانسیل با استفاده از روش تقریبی WKB به وسیله رابطه زیر تعریف می‌شود [۲۳ و ۲۴]:

$$P = \exp \left\{ \frac{-2}{\hbar} \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{2\mu(V-Q)} ds \right\}, \quad (1)$$

در این رابطه، μ جرم کاهش یافته بین ذره آلفا و هسته دختر، $V(s)$ پتانسیل کل واپاشی آلفا، s_1 و s_2 نقاط برگشت کلاسیکی هستند که با استفاده از شرط $V(s)=Q$ به دست می‌آیند و Q انرژی تولید شده در فرایند شکافت است که با استفاده از رابطه

$$Q = (M - \sum_{i=1}^r m_i) C^2, \quad (2)$$

با معلوم بودن جرم هسته شکافته و پاره‌های شکافت، آن را می‌توان محاسبه کرد. اگر مقدار Q واکنشی مثبت باشد، آن فرایند به صورت خودبه‌خودی اتفاق می‌افتد. در رابطه بالا m_i جرم‌های دو پاره شکافت و M جرم هسته مادر است. مقدار انرژی آزاد شده در واکنش، بر اساس اصل پایستگی تکانه خطی، بین دو پاره شکافت تقسیم می‌شود. مهم‌ترین بخش از این پژوهش که به طور مستقیم در محاسبات، تاثیرگذار است انتخاب پتانسیل مناسب اندرکنشی در فرایند شکافت است. در این پژوهش، ما از مجموعه انرژی پتانسیل کولنی، پتانسیل

می‌پذیرد، سوخت این‌گونه از راکتورها به دو دسته تقسیم می‌شود. دسته‌ای از سوخت‌های هسته‌ای که با استفاده از نوترون حرارتی شکافته می‌شوند به سوخت فیسایل یا شکافت پذیر (fissile) و سوخت‌هایی که به وسیله نوترون‌های سریع شکافته می‌شوند به سوخت‌های فرتایل یا قابل شکافت (fertile) معروفند. به عنوان نمونه‌هایی از سوخت‌های شکافت پذیر می‌توان به ایزوتوپ‌های ^{233}U و ^{235}U و مثالی از سوخت‌های قابل شکافت می‌توان به ایزوتوپ‌های ^{238}U و ^{232}Th اشاره کرد. به علت شکل‌گیری اندرکنش‌های شکافت زنجیره‌ای در شکافت با نوترون حرارتی، در راکتورهای هسته‌ای امروزی، بیشتر از سوخت ^{235}U استفاده می‌شود. علاوه بر این، شکافت واداشته با استفاده از پرتابه‌های گوناگون دیگر نیز می‌تواند صورت گیرد. شکافت واداشته علاوه بر نوترون می‌تواند به وسیله ذرات باردار دیگر از جمله پروتون، ذره آلفا، پرتو گامای پرنرژی [۱۰-۱۲] و ذرات باردار سنگین‌تر که به وسیله یک شتابدهنده هسته‌ای تولید می‌شوند [۱۳-۱۵] اتفاق افتد. در هسته‌های ابرسنگین، شکافت خودبه‌خودی با واپاشی آلفا رقابت می‌کند. بنابراین در سال‌های اخیر که تحقیق در مورد تولید هسته‌های ابرسنگین شتاب بیشتری گرفته، شکافت خودبه‌خودی این هسته‌ها نیز مورد توجه واقع شده است [۱۶]. همچنین بررسی و محاسبه نیمه عمر عناصر سنگین و ابرسنگین نیز مورد توجه واقع شده است [۱۷-۱۸]. یکی از این عناصر ابرسنگین، هسته رادرفوردیوم با عدد اتمی ۱۰۴ است که هسته‌ای بسیار ناپایدار و پرتوزا است، به طوری که پایدارترین ایزوتوپ آن ^{267}Rf نیمه عمر ۱/۳ ساعت دارد [۱۹]. این هسته، اولین بار در سال ۱۹۶۴ در شوروی سابق با استفاده از بمباران پلوتونیوم توسط نئون تولید شد [۲۰].

برای محاسبه نیمه عمر شکافت خودبه‌خودی دو ایزوتوپ رادرفوردیوم (^{266}Rf و ^{268}Rf)، ناگزیر به محاسبه ثابت واپاشی با استفاده از احتمال نفوذ در سد پتانسیل هستیم، بدین علت انتخاب پتانسیل مناسب، نقش مهمی در محاسبات مربوط به این پژوهش دارد. بعد از مطالعه پتانسیل‌های مختلف، دو پتانسیل (کولنی و مجاورتی) به ترتیب برای اندرکنش کولنی پروتون‌ها و پتانسیل مجاورتی برای اندرکنش هسته‌ای پاره‌های

[۲۲]:

$$\varphi(\varepsilon) = \begin{cases} -4/41 e^{\frac{-\varepsilon}{0.7176}} & \text{for } \varepsilon > 1/9475, \\ 1/7817 + 0/9270\varepsilon + 0/0169\varepsilon^2 - 0/05148\varepsilon^{-3} & \text{for } 0 \leq \varepsilon \leq 1/9475, \end{cases}$$

در رابطه بالا $\varepsilon = \frac{S}{b}$ متغیر بدون بعد است.

پتانسیل گریز از مرکز با استفاده از رابطه زیر به دست می آید:

$$\frac{\hbar l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (10)$$

که در آن $\mu = \frac{A_1 \times A_2}{A_1 + A_2}$ جرم کاهشده است. A_1 و A_2 اعداد

جرمی پاره‌های شکافت هستند و l تکانه زاویه‌ای مداری است.

برای محاسبه نیمه عمر رابطه زیر را داریم:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)}{\lambda} \quad (11)$$

در این رابطه، λ ثابت شکافت کل است که از مجموع تک تک

ثابت‌های واپاشی مربوط به ترکیب‌های مختلف محتمل در

فرایند شکافت به دست می آید.

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 + \dots \quad (12)$$

ثابت واپاشی از حاصل ضرب بسامد در احتمال عبور از سد

پتانسیل به دست می آید

$$\lambda = v \times p \quad (13)$$

بسامد برخورد با سد پتانسیل (v) برابر است با:

$$v = \frac{2E}{h} \quad (14)$$

که در آن E انرژی ارتعاشی است که از رابطه نیمه تجربی زیر

به دست می آید [۲۵]:

$$E = Q \left\{ 0/056 + 0/039 \text{EXP} \left(\frac{4 - A_i}{2/5} \right) \right\} \quad (15)$$

بازده نسبی نیز به صورت نسبت احتمال i امین شکافتگی به

حاصل جمع تمامی احتمالات نفوذ مربوط به همه

شکافتگی‌های محتمل به صورت زیر به دست می آید:

$$Y(A_i Z_i) = \frac{p(A_i Z_i)}{\sum p(A_i Z_i)} \quad (16)$$

۳. نتایج حاصل از محاسبات و تحلیل آنها

برای محاسبه بازده ایزوتوپی و نیمه عمر شکافت خودبه‌خودی دو

ایزوتوپ زوج-زوج هسته ابرسنگین رادرفوردیوم یعنی

مجاورتی و پتانسیل گریز از مرکز به صورت زیر استفاده کردیم

[۲۳ و ۲۴]:

$$V = \frac{(Z_1 Z_2 e^2)}{r} + 4\pi\gamma b \left[\frac{(C_1 \times C_2)}{(C_1 + C_2)} \right] \times \varphi(\varepsilon) + \frac{\hbar l(l+1)}{2\mu r^2}, \quad (3)$$

پتانسیل کولنی برای دو هسته کروی که فاصله مراکز آنها از

یکدیگر r است با استفاده از رابطه ساده زیر به دست می آید:

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, \quad (4)$$

در این رابطه Z_1 و Z_2 اعداد اتمی دوپاره شکافت و e بار

الکترون است. r فاصله بین مراکز این دوپاره شکافت با استفاده

از رابطه

$$r = s + c_1 + c_2, \quad (5)$$

به دست می آید. در این رابطه، s فاصله میان سطوح مجاور و

C_1 و C_2 شعاع‌های مرکزی سوزمان برای دوپاره شکافت‌اند که

با استفاده از رابطه زیر محاسبه می شوند:

$$C_i = R_i - [b^2 / R_i] \quad (6)$$

b پارامتر پخشیدگی سطحی هسته‌ای است، که مقداری در

فاصله صفر تا یک دارد. در این پژوهش، $b = 0/89 \text{ fm}$

نظر گرفته شده است. R_i شعاع خالص هر پاره شکافت است

که به وسیله رابطه نیمه تجربی زیر با عدد جرمی هسته مادر و

دوپاره شکافت مرتبط است [۲۱]:

$$R_i = 1.28 \times A_i^{(1/3)} - 0/76 + 0/8 \times A_i^{(-1/3)} \quad (7)$$

پتانسیل مجاورتی که برای اندرکنش هسته‌ای بین دو پاره

شکافت در نظر گرفته شده است به وسیله رابطه زیر تعریف

می شود [۲۲]:

$$Vp(s) = 4\pi\gamma b \left[\frac{C_1 \times C_2}{C_1 + C_2} \right] \varphi(\varepsilon), \quad (8)$$

در رابطه فوق γ ضریب کشش سطحی هسته است که از رابطه

زیر به دست می آید [۲۵]:

$$\gamma = 0/9517 \left\{ 1 - 1/7826 \frac{(N-Z)^2}{A^2} \right\} \text{ MeVfm}^{(-2)} \quad (9)$$

در این رابطه، Z ، A و N به ترتیب عدد جرمی، تعداد پروتون‌ها

و تعداد نوترون‌های هسته مادر هستند. در رابطه فوق، φ تابع

پتانسیل مجاورتی است که به وسیله رابطه زیر تعریف می شود

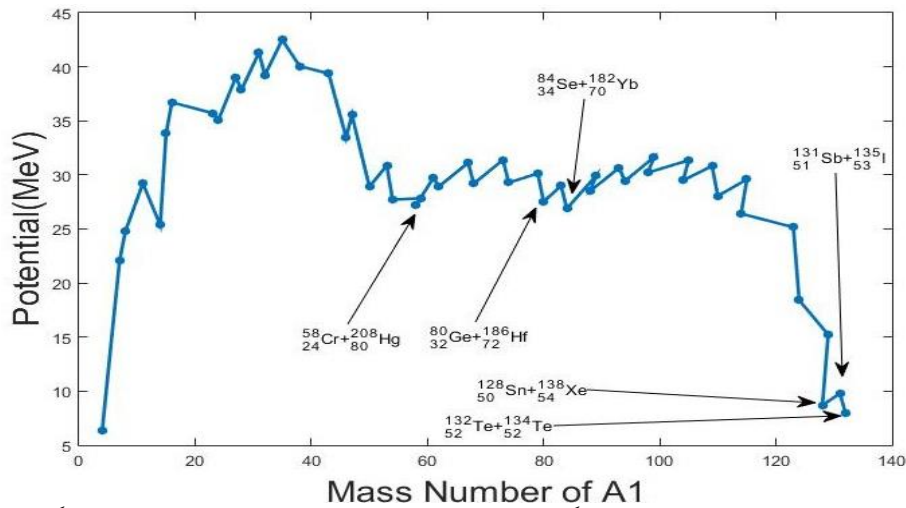
بیشترین بازده ایزوتوپی برای ایزوتوپ ^{266}Rf و ترکیب‌های $^{131}Sb + ^{135}I$ و $^{128}Sn + ^{138}Xe$ ، $^{134}Te + ^{134}Te$ بیشترین بازده ایزوتوپی برای شکافت خودبه‌خودی ایزوتوپ ^{266}Rf را دارند. مقادیر عددی انرژی آزاد شده در شکافت، پتانسیل سد عبوری و بازده ایزوتوپی، به تفکیک برای همه شکافتگی‌های محتمل مربوط به دو ایزوتوپ ^{266}Rf و ^{268}Rf به ترتیب در جدول‌های ۱ و ۲ آورده شده است. از مقایسه دو منحنی شکل‌های ۱ و ۲ با منحنی‌های شکل‌های ۳ و ۴ ملاحظه می‌شود که ترکیب‌هایی که کمترین مقدار پتانسیل عبوری را دارند دارای بیشترین بازده ایزوتوپی هستند.

تأثیر این اعداد جادویی به اندازه‌ای است که مشاهده می‌شود هسته‌هایی که در میانه جدول، تعداد پروتون‌ها و نوترون‌های برابر یا نزدیک به اعداد جادویی دارند، از یک حداقل نسبی، نسبت به هسته‌های همسایه خود برخوردارند. به عنوان مثال جیوه در زوج شکافتگی $^{206}Hg + ^{62}Ge$ ۸۰ پروتون و ۱۲۶ نوترون دارد که تعداد نوترون‌های آن جادویی و تعداد پروتون‌های آن نزدیک به جادویی است.

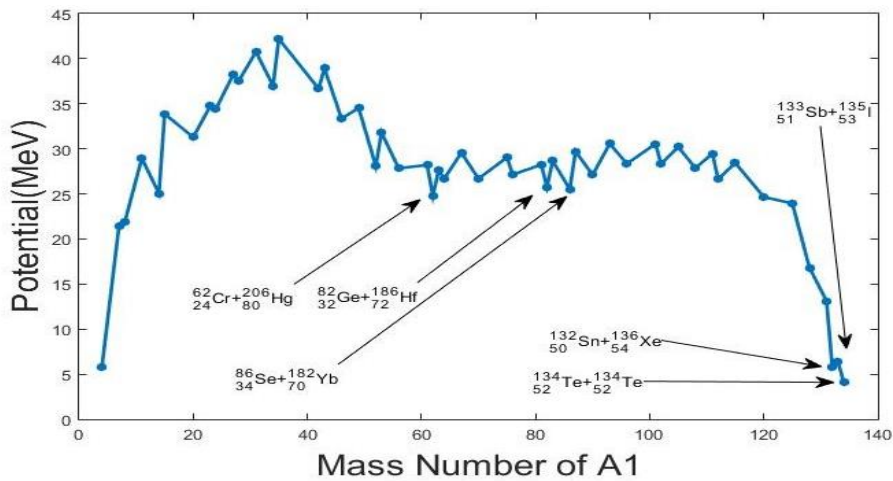
درگام بعدی، ما به محاسبه نیمه عمر این دو ایزوتوپ پرداختیم. نیمه عمر شکافت خودبه‌خودی با استفاده از رابطه (۱۱) محاسبه شده است. در این رابطه، λ ثابت شکافت کل است و از مجموع تک تک ثابت‌های شکافت همه شکافت‌های ممکن به دست می‌آید. برای محاسبه این ثابت، ما به محاسبه ضریب عبور از سد پتانسیل و بسامد برخورد با سد پتانسیل برای همه شکافتگی‌های ممکن نیاز داریم. این دو کمیت ثابت برای تک تک شکافتگی‌های ممکن محاسبه و از ضرب آنها در یکدیگر، ثابت شکافت برای هر کدام از شکافتگی‌ها به دست آمد. ثابت واپاشی کل را از مجموع این ثابت محاسبه کرده و با جایگذاری در رابطه (۱۱)، نیمه عمر واپاشی شکافت خودبه‌خودی را به دست آوردیم. نتایج محاسبات در جدول ۳ نشان داده شده‌اند. نیمه عمر محاسبه شده برای ایزوتوپ ^{266}Rf برابر $11/20$ ثانیه است که همگرایی بسیار خوبی با مقدار تجربی آن یعنی 23 ثانیه دارد. برای ایزوتوپ ^{268}Rf نیز مقدار محاسبه شده $0/384$ ثانیه به دست آمد در حالی که مقدار تجربی نیمه عمر این ایزوتوپ $1/3$ ثانیه گزارش شده است.

ایزوتوپ‌های ^{266}Rf و ^{268}Rf ، ابتدا لازم بود مقدار Q یعنی انرژی تولید شده در شکافت و $V-Q$ سد پتانسیل عبور را برای همه دو پاره شدگی‌های محتمل برای این دو ایزوتوپ، محاسبه و احتمال عبور نسبی را برای هر کدام به دست آوریم. از مجموع احتمال‌های نسبی، احتمال کل و با استفاده از آن ثابت واپاشی را به دست آوردیم. سد پتانسیل عبوری به صورت تابعی از عدد جرمی یکی از پاره‌ها در شکل‌های ۱ و ۲ به ترتیب برای دو ایزوتوپ ^{266}Rf و ^{268}Rf ، رسم شده است. بدیهی است که برای هر ترکیب ایزوتوپی از شکافت که مقدار سد پتانسیل عبوری مقدار کمتری داشته باشد احتمال عبور بیشتر است. همانگونه که از شکل ۱ پیداست، کمترین مقدار سد پتانسیل عبوری برای ایزوتوپ ^{266}Rf مربوط به ترکیب ایزوتوپی $^{132}Te + ^{134}Te$ است. در این ترکیب، پاره شکافت ^{134}Te تعداد نوترون $N = 82$ دارد که جزو اعداد جادویی و لایه بسته هسته‌ای و $Z = 52$ دارد که نزدیک عدد جادویی 50 است. همچنین برای پاره شکافت ^{132}Te ، $N = 80$ و $Z = 52$ است که هر دو عدد نزدیک به اعداد جادویی و لایه بسته هسته‌ای هستند. ترکیب‌های ایزوتوپی دیگر، دارای سد پتانسیل با ارتفاع کمتر برای ایزوتوپ ^{266}Rf عبارتند از: $^{131}Sb + ^{135}I$ و $^{128}Sn + ^{138}Xe$ که در بین آنها برای قلع $Z = 50$ و $N = 78$ است که تعداد پروتون‌های آن جادویی و تعداد نوترون‌های آن نزدیک اعداد جادویی است و بقیه پاره‌ها تعداد پروتون و نوترون نزدیک اعداد جادویی دارند. با توجه به شکل ۲ در می‌یابیم که ترکیب ایزوتوپی $^{134}Te + ^{134}Te$ به علت جادویی بودن تعداد نوترون‌های هر دو پاره و نزدیک به جادویی بودن تعداد پروتون‌های آنها، کمترین احتمال عبور از سد را برای ایزوتوپ ^{268}Rf دارند. دو ترکیب بعدی با کمترین مقدار سد پتانسیل عبوری $^{131}Sb + ^{135}I$ و $^{128}Sn + ^{138}Xe$ هستند که در بین آنها، پاره قلع به صورت هسته جادویی دوگانه و بقیه پاره‌ها همگی تعداد نوترون نزدیک به جادویی $N = 78$ دارند و تعداد پروتون در حوالی عدد جادویی 50 دارند.

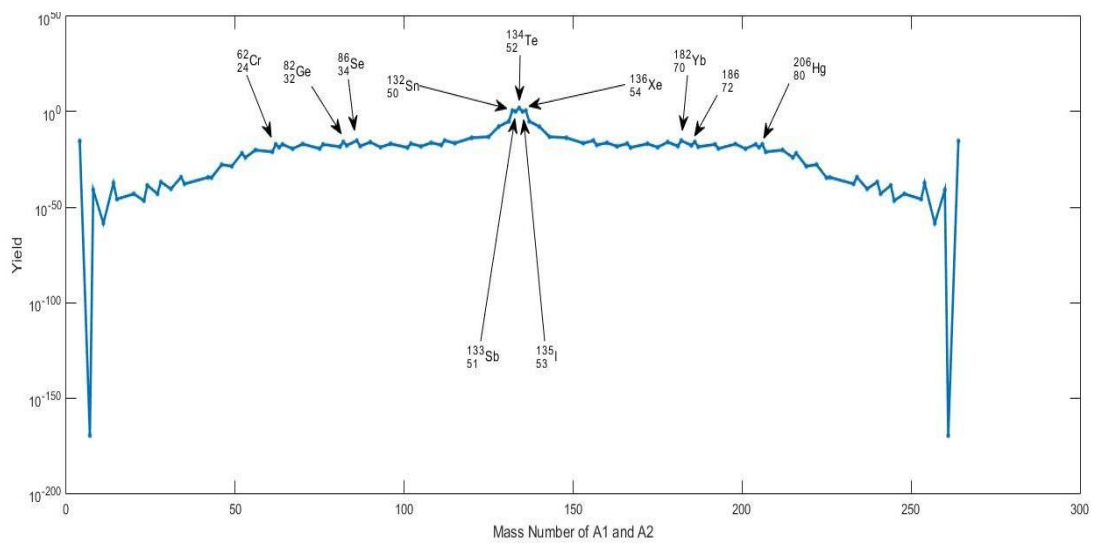
با استفاده از شکل‌های ۳ و ۴ که در آنها به ترتیب بازده ایزوتوپی، به صورت تابعی از عدد جرمی پاره شکافت برای دو ایزوتوپ ^{266}Rf و ^{268}Rf رسم شده است، در می‌یابیم که ترکیب‌های ایزوتوپی $^{132}Te + ^{134}Te$ ، $^{134}Te + ^{134}Te$ و $^{135}I + ^{128}Sn + ^{138}Xe$ ،



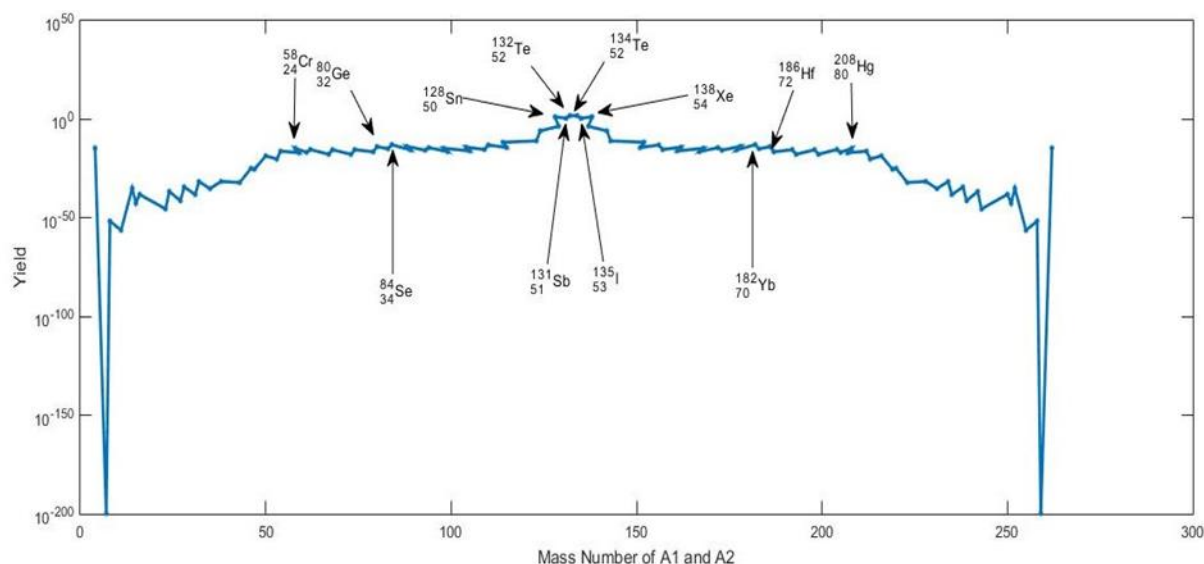
شکل ۱. تغییرات سد پتانسیل عبوری (V-Q) برای شکافتگی‌های ممکن در شکافت خودبه‌خودی ایزوتوپ فوق سنگین رادرفوردیوم ^{266}Rf به صورت تابعی از عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت.



شکل ۲. تغییرات سد پتانسیل عبور (V-Q) برای شکافتگی‌های ممکن در شکافت خودبه‌خودی ایزوتوپ فوق سنگین رادرفوردیوم ^{268}Rf به صورت تابعی از عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت.



شکل ۳. تغییرات بازده نسبی به صورت تابعی از عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت برای شکافت خودبه‌خودی ایزوتوپ فوق سنگین رادرفوردیوم ^{266}Rf .



شکل ۴. تغییرات بازده نسبی به صورت تابعی از عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت برای شکافت خود به خودی ایزوتوپ فوق سنگین رادرفوردیوم $^{268}_{104}\text{Rf}$

جدول ۱. مقادیر انرژی تولید شده در شکافت (Q)، پتانسیل عبوری (V-Q) و بازده نسبی شکافت برای ترکیب‌های مختلف و محتمل برای شکافت خودبه‌خودی ایزوتوپ فوق سنگین رادرفوردیوم $^{266}_{104}\text{Rf}$.

A1	A2	Q (MeV)	V-Q (MeV)	Y (%)	A1	A2	Q (MeV)	Q-V (MeV)	Y (%)
^4_2He	$^{262}_{102}\text{No}$	۷/۵۵۰۱	۶/۳۳۱۲	$۲/۸۴۹۵\text{e}-۱۵$	$^{68}_{28}\text{Ni}$	$^{198}_{76}\text{Os}$	۱۹۷/۵۶۹۷	۲۹/۱۹۴۴	$۳/۷۹۲۳\text{e}-۱۶$
^7_3Li	$^{259}_{101}\text{Md}$	۱/۵۴۴۹	۲۲/۰۷۴۸	۰	$^{73}_{29}\text{Cu}$	$^{193}_{75}\text{Re}$	۱۹۹/۲۹۹۸	۳۱/۳۹۵۵	$۱/۸۱۵۷\text{e}-۱۸$
^8_4Be	$^{258}_{100}\text{Fm}$	۱۱/۹۸۲۱	۲۴/۷۹۲۸	۰	$^{74}_{30}\text{Zn}$	$^{192}_{74}\text{W}$	۲۰۶/۷۶۰۹	۲۹/۲۸۲۷	$۴/۲۲۷۰\text{e}-۱۶$
$^{11}_5\text{B}$	$^{255}_{99}\text{Es}$	۱۷/۳۱۸۵	۲۹/۲۱۱۴	۰	$^{79}_{31}\text{Ga}$	$^{187}_{73}\text{Ta}$	۲۰۹/۵۲۴۹	۳۰/۱۳۸۳	$۳/۳۱۹۰\text{e}-۱۷$
$^{14}_6\text{C}$	$^{252}_{98}\text{Cf}$	۳۱/۰۲۱۹	۲۵/۳۶۰۶	۰	$^{80}_{32}\text{Ge}$	$^{186}_{72}\text{Hf}$	۲۱۶/۹۹۳۶	۲۷/۵۲۳۴	$۱/۴۴۶۰\text{e}-۱۴$
$^{15}_7\text{N}$	$^{251}_{97}\text{Bk}$	۳۴/۷۴۶۲	۳۳/۸۲۰۳	۰	$^{83}_{33}\text{As}$	$^{183}_{71}\text{Lu}$	۲۱۹/۴۶۲۴	۲۸/۹۹۰۵	$۱/۱۵۷۵\text{e}-۱۵$
$^{16}_8\text{O}$	$^{250}_{96}\text{Cm}$	۴۳/۶۶۲۲	۳۶/۷۰۹۸	۰	$^{84}_{34}\text{Se}$	$^{182}_{70}\text{Yb}$	۲۲۵/۹۲۴۷	۲۶/۸۸۵۳	$۱/۴۳۶۵\text{e}-۱۳$
$^{23}_9\text{F}$	$^{243}_{95}\text{Am}$	۴۹/۵۸۷۶	۳۵/۷۱۶۶	۰	$^{89}_{35}\text{Br}$	$^{177}_{69}\text{Tm}$	۲۲۵/۸۲۰۳	۲۹/۹۰۶۱	$۳/۰۱۰۳\text{e}-۱۶$
$^{24}_{10}\text{Ne}$	$^{242}_{94}\text{Pu}$	۶۱/۳۱۰۱	۳۵/۰۶۳۳	۰	$^{88}_{36}\text{Kr}$	$^{178}_{68}\text{Er}$	۲۳۱/۶۶۷۳	۲۸/۵۰۲۸	$۲/۰۶۸۵\text{e}-۱۴$
$^{27}_{11}\text{Na}$	$^{239}_{93}\text{Np}$	۶۶/۲۸۲۱	۳۹/۰۰۲۱	۰	$^{93}_{37}\text{Rb}$	$^{173}_{67}\text{Ho}$	۲۳۲/۰۴۸	۳۰/۶۵۳۹	$۲/۱۸۱۳\text{e}-۱۶$
$^{28}_{12}\text{Mg}$	$^{238}_{92}\text{U}$	۷۷/۷۸۶۶	۳۷/۸۹۵۹	۰	$^{94}_{38}\text{Sr}$	$^{172}_{66}\text{Dy}$	۲۳۶/۶۶۹۹	۲۹/۴۲۰۶	$۴/۴۰۳۹\text{e}-۱۵$
$^{31}_{13}\text{Al}$	$^{235}_{91}\text{Pa}$	۸۲/۷۴۳۱	۴۱/۳۱۰۶	۰	$^{99}_{39}\text{Y}$	$^{167}_{65}\text{Tb}$	۲۳۶/۶۵۹۷	۳۱/۶۵۲۸	$۴/۴۴۴۹\text{e}-۱۷$
$^{32}_{14}\text{Si}$	$^{234}_{90}\text{Th}$	۹۴/۵۸۵	۳۹/۲۲۷۹	۰	$^{98}_{40}\text{Zr}$	$^{168}_{64}\text{Gd}$	۲۴۱/۴۴۴۸	۳۰/۲۱۷۶	$۲/۱۰۷۴\text{e}-۱۵$
$^{35}_{15}\text{P}$	$^{231}_{89}\text{Ac}$	۹۹/۱۷۱۵	۴۲/۴۸۹۳	۰	$^{105}_{41}\text{Nb}$	$^{161}_{63}\text{Eu}$	۲۴۱/۸۸۰۴	۳۱/۳۵۹۷	$۹/۶۹۷۳\text{e}-۱۷$
$^{38}_{16}\text{S}$	$^{228}_{88}\text{Ra}$	۱۰۹/۲۴۵۳	۴۰/۰۵۴۹	۰	$^{104}_{42}\text{Mo}$	$^{162}_{62}\text{Sm}$	۲۴۶/۴۵۲۶	۲۹/۴۸۹۶	$۷/۸۰۱۵\text{e}-۱۵$
$^{43}_{17}\text{Cl}$	$^{223}_{87}\text{Fr}$	۱۱۶/۰۱۵۶	۳۹/۳۷۱۷	۰	$^{109}_{43}\text{Tc}$	$^{157}_{61}\text{Pm}$	۲۴۶/۶۵۲۷	۳۰/۸۲۱۸	$۴/۸۳۷۵\text{e}-۱۶$
$^{46}_{18}\text{Ar}$	$^{220}_{86}\text{Rn}$	۱۲۹/۱۹۴۲	۳۳/۴۷۷۲	۰	$^{110}_{44}\text{Ru}$	$^{156}_{60}\text{Nd}$	۲۵۱/۳۹۰۱	۲۸/۰۵۷۳	$۱/۰۰۲۵\text{e}-۱۳$
$^{47}_{19}\text{K}$	$^{219}_{85}\text{At}$	۱۳۵/۳۹۱۸	۳۵/۵۴۶۳	۰	$^{115}_{45}\text{Rh}$	$^{151}_{59}\text{Pr}$	۲۵۱/۰۸۵۷	۲۹/۵۸۶۴	$۵/۰۶۰۹\text{e}-۱۵$
$^{50}_{20}\text{Ca}$	$^{216}_{84}\text{Po}$	۱۴۸/۸۰۹۶	۲۸/۹۱۰۹	$۲/۹۸۳۰\text{e}-۱۹$	$^{114}_{46}\text{Pd}$	$^{152}_{58}\text{Ce}$	۲۵۵/۹۹۲۳	۲۶/۴۱۳۴	$۲/۳۹۰۳\text{e}-۱۲$
$^{53}_{21}\text{Sc}$	$^{213}_{83}\text{Bi}$	۱۵۳/۴۱۴۷	۳۰/۸۷۳۸	۰	$^{123}_{47}\text{Ag}$	$^{143}_{57}\text{La}$	۲۵۷/۷۹۶۵	۲۵/۱۶۱۱	$۱/۱۵۶۲\text{e}-۱۱$
$^{54}_{22}\text{Ti}$	$^{212}_{82}\text{Pb}$	۱۶۴/۰۱۰۳	۲۷/۷۱۱۴	$۷/۰۲۲\text{e}-۱۷$	$^{124}_{48}\text{Cd}$	$^{142}_{56}\text{Ba}$	۲۶۵/۶۰۴۰	۱۸/۴۱۲۴	$۱/۳۸۵۴\text{e}-۶$
$^{59}_{23}\text{V}$	$^{207}_{81}\text{Tl}$	۱۶۸/۹۴۲۴	۲۷/۸۳۹۲	$۱/۱۴۶۶\text{e}-۱۷$	$^{125}_{49}\text{In}$	$^{137}_{55}\text{Cs}$	۲۶۹/۴۶۰۷	۱۵/۲۲۲۷	$۲/۸۸۱۲\text{e}-۴$
$^{58}_{24}\text{Cr}$	$^{208}_{80}\text{Hg}$	۱۷۷/۵۲۶۱	۲۷/۱۷۳۲	$۲/۰۴۴۱\text{e}-۱۵$	$^{128}_{50}\text{Sn}$	$^{138}_{54}\text{Xe}$	۲۷۶/۶۳۹	۸/۶۹۳۲	$۲۰/۴۳۹۳$
$^{61}_{25}\text{Mn}$	$^{205}_{79}\text{Rn}$	۱۸۰/۵۹۸۱	۲۹/۷۲۰۸	$۱/۸۲۵۹\text{e}-۱۷$	$^{131}_{51}\text{Sb}$	$^{135}_{53}\text{I}$	۲۷۵/۸۴۷۹	۹/۷۹۱۳	$۳/۱۶۳۳$
$^{62}_{26}\text{Fe}$	$^{204}_{78}\text{Pt}$	۱۸۷/۷۳۸۷	۲۸/۹۳۵۷	$۴/۹۵۷۵\text{e}-۱۶$	$^{132}_{52}\text{Te}$	$^{134}_{52}\text{Te}$	۲۷۷/۸۰۱۲	$۷/۹۵۲۸$	$۷۶/۳۹۸۲$
$^{67}_{27}\text{Co}$	$^{199}_{77}\text{Ir}$	۱۸۹/۷۹۹	۳۱/۱۱۳۷	$۱/۹۰۵۲\text{e}-۱۸$					

جدول ۲. مقادیر انرژی تولید شده در شکافت (Q)، پتانسیل عبوری (V-Q) و بازده نسبی شکافت برای ترکیب‌های مختلف و محتمل برای شکافت خودبه‌خودی ایزوتوپ فوق سنگین رادرفوردیوم ^{268}Rf .

A1	A2	Q (MeV)	V-Q (MeV)	Y	A1	A2	Q (MeV)	Q-V (MeV)	Y
4_2He	$^{264}_{102}No$	۸/۰۴۰۱	۵/۷۵۲۵	۴/۶۰۲۰e-۱۶	$^{70}_{28}Ni$	$^{198}_{76}Os$	۱۹۸/۵۲۶۹	۲۶/۷۰۰۴	۱/۱۶۸۹e-۱۷
7_3Li	$^{261}_{101}Md$	۱/۹۹۰۹	۲۱/۴۵۰۶	۰	$^{75}_{29}Cu$	$^{193}_{75}Re$	۲۰۰/۱۸۲۷	۲۹/۰۴۱۲	۵/۰۲۸۴e-۲۰
8_4Be	$^{260}_{100}Fm$	۱۴/۷۶۸۳	۲۱/۸۴۴۳	۰	$^{76}_{30}Zn$	$^{192}_{74}W$	۲۰۷/۴۲۸	۲۷/۱۳۷۱	۷/۷۷۴۵e-۱۸
$^{11}_5B$	$^{257}_{99}Es$	۱۷/۴۰۵۱	۲۸/۹۴۰۴	۰	$^{81}_{31}Ga$	$^{187}_{73}Ta$	۲۱۰/۰۰۴۲	۲۸/۲۳۹۰	۴/۳۵۱۸e-۱۹
$^{14}_6C$	$^{254}_{98}Cf$	۳۱/۱۱۴۱	۲۵/۰۵۶۱	۰	$^{82}_{32}Ge$	$^{186}_{72}Hf$	۲۱۷/۳۱۵۳	۲۵/۷۷۶۱	۱/۴۵۳۳e-۱۶
$^{15}_7N$	$^{253}_{97}Bk$	۳۴/۴۴۵۶	۳۳/۸۰۰۴	۰	$^{83}_{33}As$	$^{185}_{71}Lu$	۲۱۹/۰۳۳۳	۲۸/۶۵۳۹	۲/۲۲۴۳e-۱۸
$^{20}_8O$	$^{248}_{96}Cm$	۴۴/۲۸۶۴	۳۱/۲۸۵۰	۰	$^{86}_{34}Se$	$^{182}_{70}Yb$	۲۲۵/۸۷۹۲	۲۵/۵۲۶۲	۷/۶۲۰۷e-۱۶
$^{23}_9F$	$^{245}_{95}Am$	۵۰/۲۶۰۷	۳۴/۷۵۳۲	۰	$^{87}_{35}Br$	$^{181}_{69}Tm$	۲۲۵/۸۷۷	۲۹/۷۲۰۶	۹/۷۴۵۰e-۱۹
$^{24}_{10}Ne$	$^{244}_{94}Pu$	۶۱/۶۲۰۸	۳۴/۴۳۷۳	۰	$^{90}_{36}Kr$	$^{178}_{68}Er$	۲۳۱/۶۸۵۳	۲۷/۱۰۲۵	۱/۲۲۲۹e-۱۶
$^{27}_{11}Na$	$^{241}_{93}Np$	۶۶/۳۱۷	۳۸/۲۱۳۷	۰	$^{93}_{37}Rb$	$^{175}_{67}Ho$	۲۳۱/۲۹۹	۳۰/۵۷۱۱	۲/۴۷۱۹e-۱۹
$^{28}_{12}Mg$	$^{240}_{92}U$	۷۷/۷۷۸۴	۳۷/۵۴۱۷	۰	$^{96}_{38}Sr$	$^{172}_{66}Dy$	۲۳۶/۴۱۴۹	۲۸/۳۴۰۹	۱/۵۸۱۲e-۱۷
$^{31}_{13}Al$	$^{237}_{91}Pa$	۸۲/۹۰۳۱	۴۰/۷۶۵۶	۰	$^{101}_{39}Y$	$^{167}_{65}Tb$	۲۳۶/۴۷	۳۰/۵۵۲۴	۱/۷۳۳۱e-۱۹
$^{34}_{14}Si$	$^{234}_{90}Th$	۹۴/۸۱۸۳	۳۶/۹۸۱۰	۰	$^{102}_{40}Zr$	$^{166}_{64}Gd$	۲۴۱/۵۹۹۸	۲۸/۳۳۹۱	۱/۹۲۷۳e-۱۷
$^{35}_{15}P$	$^{233}_{89}Ac$	۹۹/۰۲۵۸	۴۲/۲۰۷۳	۰	$^{105}_{41}Nb$	$^{163}_{63}Eu$	۲۴۲/۲۶۸	۳۰/۲۱۰۴	۷/۱۹۹۵e-۱۹
$^{42}_{16}S$	$^{226}_{88}Ra$	۱۰۹/۴۴۴۲	۳۶/۶۵۱۸	۰	$^{108}_{42}Mo$	$^{160}_{62}Sm$	۲۴۶/۴۷۳۱	۲۷/۸۶۷۴	۵/۴۶۷۲e-۱۷
$^{43}_{17}Cl$	$^{225}_{87}Fr$	۱۱۵/۹۷۷۸	۳۸/۹۳۹۴	۰	$^{111}_{43}Tc$	$^{157}_{61}Pm$	۲۴۶/۹۵۵۶	۲۹/۴۵۳۶	۳/۴۸۷۲e-۱۸
$^{46}_{18}Ar$	$^{222}_{86}Rn$	۱۲۸/۸۳۲۷	۳۳/۳۴۷۹	۰	$^{112}_{44}Ru$	$^{156}_{60}Nd$	۲۵۱/۵۷۸۳	۲۶/۶۴۴۱	۸/۰۲۹۷e-۱۶
$^{49}_{19}K$	$^{219}_{85}At$	۱۳۴/۶۹۰۳	۳۴/۵۳۴۳	۰	$^{115}_{45}Rh$	$^{153}_{59}Pr$	۲۵۱/۲۷۳۷	۲۸/۴۳۱۸	۳/۵۳۹۳e-۱۷
$^{52}_{20}Ca$	$^{216}_{84}Po$	۱۴۷/۹۵۵	۲۸/۰۹۳۷	۰	$^{120}_{46}Pd$	$^{148}_{58}Ce$	۲۵۶/۱۵۴۶	۲۴/۶۵۶۶	۲/۳۱۳۴e-۱۴
$^{53}_{21}Sc$	$^{215}_{83}Bi$	۱۵۱/۹۳۴۸	۳۱/۸۰۳۷	۰	$^{125}_{47}Ag$	$^{143}_{57}La$	۲۵۷/۸۷۷۷	۲۳/۹۴۴۸	۷/۵۹۶۰e-۱۴
$^{56}_{22}Ti$	$^{212}_{82}Pb$	۱۶۲/۲۸۶	۲۷/۸۴۳۵	۰	$^{128}_{48}Cd$	$^{140}_{56}Ba$	۲۶۵/۹۸۸۱	۱۶/۸۱۱۵	۱/۷۳۵۶e-۸
$^{61}_{23}V$	$^{207}_{81}Ti$	۱۶۷/۰۱۵۸	۲۸/۲۰۰۳	۰	$^{131}_{49}In$	$^{137}_{55}Cs$	۲۷۰/۴۷۴	۱۳/۱۰۹۷	۱/۰۱۰۶e-۵
$^{62}_{24}Cr$	$^{206}_{80}Hg$	۱۷۷/۳۱۶۲	۲۴/۷۸۳۸	۸/۴۱۰۰e-۱۸	$^{132}_{50}Sn$	$^{136}_{54}Xe$	۲۷۸/۴۴۹۱	۵/۷۳۸۳	۴/۱۶۴۹
$^{63}_{25}Mn$	$^{205}_{79}Rn$	۱۸۱/۱۳۳۱	۲۷/۵۸۵۳	۲/۴۴۹۵e-۱۹	$^{133}_{51}Sb$	$^{135}_{53}I$	۲۷۸/۱۸۷۵	۶/۳۶۲۱	۱/۴۱۶۲
$^{64}_{26}Fe$	$^{204}_{78}Pt$	۱۸۸/۳۶۷۵	۲۶/۷۰۴۸	۷/۹۴۶۹e-۱۸	$^{134}_{52}Te$	$^{134}_{52}Te$	۲۸۰/۵۴۸	۴/۱۲۲۳	۹۴/۴۱۸۹
$^{67}_{27}Co$	$^{201}_{77}Ir$	۱۹۰/۶۹۴۸	۲۹/۵۵۷۶	۴/۱۵۲۷e-۲۰					

جدول ۳. مقایسه مقادیر نیمه عمر محاسبه شده دو ایزوتوپ رادرفوردیوم با مقادیر تجربی.

ایزوتوپ	$T(1/2)$ ثانیه	$T(1/2)$ ثانیه	خطای نسبی (%)
$^{266}_{104}Rf$	۲۳	نیمه عمر محاسبه شده [۲۷، ۱۹ و ۲۸]	۱۲/۵
$^{268}_{104}Rf$	۱/۴	نیمه عمر محاسبه شده	۷۲/۵

آمده در چهار منحنی و دو جدول ارائه شده است. در شکل‌های ۱ و ۲، سد پتانسیل عبوری (V-Q) مربوط به ترکیب‌های مختلف را برحسب عدد جرمی یکی از پاره‌ها به عنوان متغیر رسم کرده‌ایم. همچنین بازده ایزوتوپی ترکیب‌های مختلف در شکل‌های ۳ و ۴ به صورت تابعی از عدد جرمی یکی از پاره‌ها رسم شده است. به علاوه در جدول‌های ۱ و ۲ برای هر ترکیب محتمل، انرژی آزاد شده در واکنش (Q)، سد پتانسیل عبوری (V-Q) و بازده ایزوتوپی را به صورت عددی نشان داده ایم. با

۴. نتیجه گیری

در این پژوهش، فرایند شکافت خودبه‌خودی دو ایزوتوپ ^{266}Rf و ^{268}Rf هسته رادرفوردیوم را با در نظر گرفتن پتانسیل‌های کولنی و مجاورتی، مورد بررسی قرار دادیم. با در نظر گرفتن انرژی آزاد شده در همه ترکیب‌های متفاوت، سد پتانسیل عبوری، ثابت واپاشی، ثابت واپاشی کل و نیمه عمر این دو ایزوتوپ زوج-زوج را به دست آوردیم. مقادیر به دست

با استفاده از روش ارائه شده در این مقاله با مقادیر تجربی در جدول ۳ مقایسه شده است. همانگونه که از این جدول پیداست، تطبیق خیلی خوبی بین مقادیر محاسبه شده و اندازه گیری شده وجود دارد که دقت روش محاسباتی را تأیید می کند.

توجه به این شکل‌ها و جداول در می‌یابیم که برای شکافت خودبه‌خودی ایزوتوپ $^{266}_{104}\text{Rf}$ ، ترکیب پاره‌ای $^{134}_{52}\text{Te} + ^{134}_{52}\text{Te}$ و برای ایزوتوپ $^{268}_{104}\text{Rf}$ ، ترکیب پاره‌ای $^{134}_{52}\text{Te} + ^{134}_{52}\text{Te}$ بیشترین بازده ایزوتوپی را دارد. مقادیر نیمه عمر محاسبه شده

مراجع

1. M R Pahlavani and S M Mirfathi, *Physical Review C* **96** (2017) 014606.
2. M R Pahlavani and S M Mirfathi, *Physical Review C* **93** (2016) 044617.
3. M R Pahlavani and D Naderi, *Physical Review C* **83** (2011) 024602.
4. R Frisch, *Nature* **96** (1939) 276.
5. M R Pahlavani, S M Mirfathi, *European Physical Journal A* **52** (2016) 95.
6. M R Pahlavani, S M Mirfathi, *Physical Review C* **92** (2015) 024622.
7. A Deppman, E Andrade-II, V Guimarães, G S Karapetyan, A R Balabekyan, and N A Demekhina, *Physical Review C* **88** (2013) 024608.
8. M R Pahlavani, O N Ghodsi and M Zadehrafai, *Physical Review C* **96** (2017) 054612.
9. K B Gikal, E M Kozulin, A A Bogachev, N T Burtebaev et al., *Physics of Atomic Nuclei* **79** (2016) 1367.
10. D Naderi, M R Pahlavani, and S A Alavi, *Physical Review C* **87** (2013) 054618.
11. M R Pahlavani and D Naderi, *European Physical Journal A* **48** (2012) 129.
12. M R Pahlavani, D Naderi, and S M Mirfathi, *Modern Physics Letters A* **26** (2011) 1323
13. M R Pahlavani and P Mehdipour, *International Journal of Modern Physics E* **27** (2018) 1850018.
14. M R Pahlavani and M Gazmeh, *International journal of modern physics E* **31** (2022) 2250008.
15. D H Morse, A J Antolak, and B L Doyle, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **261** (2007) 378.
16. A Daei-Ataollah, O N Ghodsi, and M Mahdavi, *Physical Review C* **97** (2018) 05462.
17. M Seidi, *Iranian journal of physics research* **18**, 4 (1397) 651.
18. P Nazarzadeh and R Bagheri, *Iranian journal of physics research* **18**, 3 (1397) 437.
19. Yu Ts Oganessian, *Journal of Physics* **337**, 1 (2012) 012005.
20. R C Barber, N N Greenwood, A Z Hrynkiwicz et al., *Pure and Applied Chemistry* **65**, 8 (1993) 1757.
21. J Blocki, J Randrup, W J Swiatecki, and C F Tsang, *Annals of Physics* **105** (1997) 427.
22. J Blocki and W J Swiatecki, *Annals of Physics* **132** (1981) 53.
23. M R Pahlavania and M Joharifard, *European Physical Journal A* **54** (2018) 171.
24. M R Pahlavani and M Joharifard, *Physical Review C* **99** (2018) 044601.
25. C L Guo, G L Zhang, and X Y Le, *Nuclear Physics A* **897** (2013) 54.
26. D N Poenaru, M Ivascu, A Sandulescu, W Greiner, *Physical Review C* **32** (1985) 572.
27. Yu Ts Oganessian et al., *Physical Review C* **76** (1) (2007) 011601.
28. S N Dmitriev, R Eichler, H Bruchertseifer et al, V I (15 October 2004), CERN Document Server. Retrieved 5 April 2019.
29. S Hofmann, (2009), "Superheavy Elements", The Euro School Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. III, Lecture Notes in Physics Vol. 764, Springer, pp. 203.