

## بازده ایزوتوپی و نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین $^{284}\text{Fl}$

محمد رضا پهلوانی\*، مهدی جوهری فرد

دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک هسته‌ای

دریافت: 1397/07/11 ویرایش نهایی: 1397/11/29 پذیرش: 1397/12/25

### چکیده

در این پژوهش شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین  $^{284}\text{Fl}$  را با در نظر گرفتن پتانسیل کولنی و مجاورتی مورد مطالعه قرار داده‌ایم. انرژی تولید شده در هر شکافتگی  $Q$ ، سد شکافت  $(V-Q)$ ، نفوذپذیری، ثابت واپاشی و بازده شکافت را برای هر شکافتگی محاسبه نموده‌ایم. با توجه به عدم تقارن جرم و بار شکافت پذیری مطلوب در شکافت خودبه‌خودی دوگانه برای بالاترین مقدار  $Q$  و کمترین مقدار  $(V-Q)$  رخ می‌دهد. برای شکافت خودبه‌خودی هسته  $^{284}\text{Fl}$  بالاترین بازده برای شکافتگی منجر به ایزوتوپ  $^{136}\text{Xe}$  ( $N=82, Z=54$ ) به‌عنوان یکی از پاره‌های شکافت حاصل شد. مقایسه بین بازده‌های نسبی شکافت برای جفت ایزوتوپ‌های تولید شده به‌عنوان پاره‌های شکافت نشان دهنده این است که هسته‌های جادویی دوگانه و لایه‌های بسته نزدیک به آنها دارای بیشترین بازده شکافت می‌باشند. ثابت واپاشی را برای هر کدام از شکافت‌های دوتایی به‌طور جداگانه محاسبه و با استفاده از مجموع آنها به‌عنوان ثابت واپاشی کل، نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی این هسته را به‌دست آورده و با نتایج تجربی و نتایج حاصل از روابط نیمه‌تجربی مقایسه نمودیم. این مقایسه نشان می‌دهد که نتایج حاصل از روش محاسبه مستقیم نسبت به نتایج حاصل از روابط نیمه‌تجربی به‌داده‌های تجربی نزدیکتر است.

**کلیدواژگان:** شکافت خودبه‌خودی، هسته‌های فوق سنگین، بازده ایزوتوپی، نیمه‌عمر، سد شکافت

### مقدمه

فوق سنگین جمع‌آوری شده است. این داده‌ها واپاشی خوشه‌های سنگین با اعداد جرمی بین  $A=12$  تا  $A=34$  را نیز شامل می‌شوند [1]. انرژی تولید شده در شکافت  $(Q)$  بین دو پاره شکافت تقسیم می‌شود. در سال 1939 هان<sup>1</sup> و استراسمن [2] کشف کردند که هسته اورانیوم پس از بمباران به‌وسیله نوترون به دو پاره غیر هم‌اندازه تقسیم می‌شود. به‌دنبال این کشف، بوهر<sup>2</sup> و ویلر<sup>3</sup> [3] بر پایه مدل قطره مایعی نظریه شکافت را ارائه نمودند. با توجه به نقش اساسی شکافت در تولید انرژی هسته‌ای، مطالعات متعدد نظری [4-6] و تجربی [7-9] در مورد آن انجام گرفته است. شکافت می‌تواند

یکی از مهمترین و پیچیده‌ترین اندرکنش‌های هسته‌ای، شکافت خودبه‌خودی عناصر سنگین و فوق سنگین می‌باشد. هسته‌های فوق سنگین می‌توانند به دو پاره (شکافت دوتایی) و یا سه پاره (شکافت سه‌تایی) تقسیم شوند. بیشترین احتمال شکافت هسته‌های فوق سنگین به‌صورت شکافت دوتایی اتفاق می‌افتد، به‌طوری‌که دو پاره شکافت پس از غلبه بر سد شکافت گسیل می‌شوند. در سال‌های اخیر داده‌های تجربی زیادی در باب شکافتگی خودبه‌خودی سرد هسته‌های

\* نویسنده مسئول: m.pahlavani@umz.ac.ir

<sup>1</sup> Hann

<sup>2</sup> Bohr

<sup>3</sup> Wheeler

خودبه‌خودی  $^{252}\text{Cf}$  به‌وسیله کومار<sup>7</sup> و همکاران [31] پیش‌بینی و توسط گانونین<sup>8</sup> و همکاران [3] به‌طور تجربی مشاهده گردید. مورد دیگر از مشاهده پاره شکافت جادویی دوگانه  $^{132}\text{Sn}$ ، شکافت ایزوتوپ‌های فوق سنگین  $Fm$  و  $Md$  است [34]. ایزوتوپ‌های  $Cf$  و  $Cm$  یک ناحیه گذار بین آکتیندهای سبک و منطقه شکافت دو قله‌ای هسته‌های  $Fm$  و  $Md$  تشکیل می‌دهند به‌طوری‌که بیشترین بازده برای شکافت آکتیندها هنگامی حاصل می‌گردد که پاره سنگین‌تر در مجاورت هسته جادویی دوگانه  $^{132}\text{Sn}$  قرار داشته باشد [35]. اسمولانچک<sup>9</sup> و همکاران [36] جزئیات واپاشی ایزوتوپ‌های زوج-زوج فوق سنگین با عدد اتمی در محدوده  $104 \leq Z \leq 170$  را با استفاده از مدل میکروسکپی-ماکروسکپی در یک فضای تغییر شکل یافته چند بعدی مورد مطالعه قرار دادند. آنها در این مطالعات برای هسته مادر و پاره‌های شکافت تغییر شکل‌های با تقارن محوری در نظر گرفتند. استازچاک<sup>10</sup> و همکاران [37] مدهای اصلی واپاشی هسته‌های زوج-زوج فوق سنگین واقع در محدوده پروتونی  $108 \leq Z \leq 126$  و نوترونی  $148 \leq N \leq 188$  را پیش‌بینی نموده و نیمه‌عمر شکافت این هسته‌ها را محاسبه نمودند. همچنین روشی برای بهبود دقت شکافت خودبه‌خودی هسته‌های فوق سنگین مبتنی بر انتگرال اکشن و اینرسی کرنکینگ<sup>11</sup> توسط پوانارو<sup>12</sup> و هافمن<sup>13</sup> و همکاران ارائه گردید [38، 39]. معمولاً برای مطالعه واپاشی  $\alpha$ ، واپاشی خوشه‌ای و شکافت خودبه‌خودی هسته‌های سنگین و فوق سنگین از پتانسیل دافعه کولنی و جاذبه هسته‌ای مجاورتی<sup>14</sup>

به‌صورت خودبه‌خودی و یا القایی از طریق واکنش هسته هدف با پرتابه‌هایی مانند نوترون [10، 11]، پروتون [12-14]، ذرات آلفا همچنین واکنش هسته‌های سنگین شتابدار (واکنش همجوشی-شکافت) [15-17] و پرتو گامای پرنانرژی (شکافت فوتونی<sup>1</sup>) [18-20] رخ دهد. مطالعات تجربی شکافت سرد در اوایل دهه 80 توسط سیگناریبکس<sup>2</sup> [21] و آرمبروستر<sup>3</sup> [22] آغاز شد. شکافت خودبه‌خودی سرد بسیاری از آکتیندها به پاره‌هایی با اعداد جرمی بین 70 تا 160 مشاهده و مورد مطالعه قرار گرفته است [27-21]. همچنین چندین مورد از گسیل خوشه‌های سنگین با انرژی برانگیختگی درونی نزدیک به صفر به‌طور تجربی مشاهده گردیده است. اولین تلاش‌ها برای مشاهده تجربی شکافت خودبه‌خودی سرد با استفاده از آشکارساز نیمه‌هادی  $Ge$  برای شکافت خودبه‌خودی هسته  $^{252}\text{Cf}$  انجام گرفته است. ترکیب‌های دوتایی از پاره‌های  $^{106}\text{Mo}$ ،  $^{104}\text{Mo}$ ،  $^{148}\text{Ba}$ ،  $^{104}\text{Zr}$ ،  $^{148}\text{Ce}$  و  $^{146}\text{Ba}$  و  $^{108}\text{Mo}$  مورد مشاهده قرار گرفتند [25، 26]. نتایج حاصل از این نوع آزمایشات ایده نظری باز آرایشی گذار سرد تعدادی از هسته‌ها از حالت پایه هسته مادر به‌حالت پایه دو پاره نهایی را مورد تأیید قرار داد [28، 29]. در سال 1996 ساندولسکو<sup>4</sup> و همکاران [30] و داردن<sup>5</sup> و همکاران [31] به‌ترتیب شکافت خودبه‌خودی سرد ایزوتوپ‌های  $^{252}\text{Cf}$  و  $^{242}\text{Pu}$  را به‌وسیله گاماسفر<sup>6</sup> که مجموعه‌ای شامل 72 آشکارساز بود، مورد آزمایش قرار داده و ارتباط بین دو پاره شکافت را به‌وضوح مشاهده نمودند. هسته جادویی دوگانه  $^{132}\text{Sn}$  به‌عنوان یکی از پاره‌های شکافت

<sup>8</sup> Gonnenwein<sup>9</sup> Smolanczuk<sup>10</sup> Staszczak<sup>11</sup> Crank ing<sup>12</sup> Poenaru<sup>13</sup> Hoffman<sup>14</sup> Proximity Potential<sup>1</sup> photon induced fission<sup>2</sup> Signarbieax<sup>3</sup> Armbruster<sup>4</sup> Sandulescu<sup>5</sup> Dardenne<sup>6</sup> Gamasphere<sup>7</sup> Kumar

$$Q = M - \sum_{i=1}^2 m_i \quad 1$$

در این رابطه  $M$  جرم هسته مادر و  $m_i$ ها جرم های دو پاره شکافت برحسب واحد انرژی اند. انرژی تولید شده در فرآیند شکافت،  $Q$  با استفاده از اصل پایستگی انرژی به صورت مجموع انرژی جنبشی دوپاره شکافت ظاهر می گردد. برای یک هسته فوق سنگین که نسبت به فرایند شکافت خودبخودی ناپایدار است، پتانسیل اندرکنشی را به صورت

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + V_p(s) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}, \quad s > 0 \quad 2$$

می توان در نظر گرفت. در این رابطه  $Z_1$  و  $Z_2$  اعداد اتمی دوپاره شکافت،  $s$  فاصله میان سطوح مجاور آنها و  $r$  فاصله بین مراکز این دو پاره می باشد که برابر است با  $r = s + C_1 + C_2$ . در این رابطه،  $C_1$  و  $C_2$  شعاع های مرکزی سوزمان<sup>1</sup> دوپاره شکافت اند که با شعاع  $R_i$  پاره ها به صورت زیر مرتبط اند (شکل 1ب)

$$C_i = R_i - \left[ \frac{b^2}{R_i} \right], \quad 3$$

به طوری که  $b$  پارامتر پخشیدگی سطحی هسته ای است که در بازه (1 و 0) تغییر می کند. در این پژوهش  $b$  را مساوی  $0,86 \text{ fm}$  در نظر گرفتیم.  $R_i$  شعاع خالص هر پاره شکافت می باشد که از طریق رابطه نیمه تجربی زیر با عدد جرمی هسته مادر و دو پاره شکافت مرتبط است [44]:

$$R_i = 1.28A_i^{\frac{1}{3}} - 0.76 + 0.8A_i^{-\frac{1}{3}} \quad 4$$

همچنین، در رابطه 2  $l$  اندازه حرکت زاویه ای،  $\mu = \frac{mA_1 A_2}{A_1 + A_2}$  جرم کاهشده دو پاره شکافت و  $m$  جرم متوسط نوکلئون می باشد.  $V_p$  پتانسیل مجاورتی هسته است که با استفاده از رابطه زیر تعریف می شود [44، 45]:

$$V_p(s) = 4\pi\gamma b \left[ \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \right] \varphi(\varepsilon) \quad 5$$

استفاده می شود [40-43]. در این مقاله بازده ایزوتوپی را برای شکافتگی های متفاوت هسته فوق سنگین  $^{284}\text{Fl}$  با در نظر گرفتن سد پتانسیل به صورت مجموع پتانسیل های کولنی و مجاورتی محاسبه نموده و با استفاده از آن نیمه عمر شکافت خودبخودی این هسته را به دست آوردیم. در این محاسبات اثرات پوسته ای در ایجاد پاره های شکافت  $^{72}\text{Ni}$ ،  $^{82}\text{Ge}$ ،  $^{126}\text{Sn}$ ،  $^{128}\text{Sn}$ ،  $^{134}\text{Te}$ ،  $^{136}\text{Xe}$  و  $^{204}\text{Pb}$  به وضوح قابل مشاهده است. اثرات لایه ای در محاسبه بازده شکافت برای شکافتگی های منجر به پاره های شکافت جادویی دوگانه، جادویی یا با لایه بسته در مجاورت لایه های جادویی به خوبی قابل توصیف است. در این پژوهش، ثابت واپاشی برای هر شکافتگی مجزا، ثابت شکافت کل (مجموع ثابت های واپاشی مجزا) و سرانجام نیمه عمر شکافت خودبخودی هسته  $^{284}\text{Fl}$  محاسبه گردید. در بخش 2 فرمول ها و روابط مورد استفاده در این محاسبات توصیف شده است. نتایج حاصل از محاسبات به صورت یک سری از جداول و منحنی ها در بخش 3 ارائه گردیده و با استفاده از این اطلاعات نیمه عمر شکافت خودبخودی هسته فوق سنگین  $^{284}\text{Fl}$  محاسبه و با نتایج حاصل از روابط نیمه تجربی و داده های تجربی مقایسه و مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. نهایتاً یک نتیجه گیری خلاصه شده در بخش 4 ارائه شده است.

### محاسبات نظری

هرگاه مقدار  $Q$  انرژی تولید شده در فرایند شکافت، مثبت باشد، بدین مفهوم است که این فرآیند به صورت خودبخودی می تواند رخ دهد. انرژی تولید شده در شکافت خودبخودی  $Q$ ، با استفاده از رابطه زیر به دست می آید:

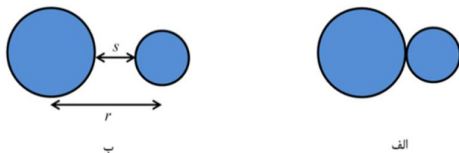
<sup>1</sup> Stüzmann

به‌دست آوردیم. در این رابطه  $\lambda$  ثابت شکافت کل است که مجموع ثابت واپاشی شکافتگی‌های مجزا می‌باشد. 
$$v = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{2E}{h}$$
 بیانگر بسامد برخورد با سد یا همان تعداد برخوردها در واحد زمان و  $E$  انرژی ارتعاشی است که از رابطه نیمه تجربی [47]:

$$E_v = Q \left\{ 0.056 + 0.039 \exp \left[ \frac{(4-A_2)}{2.5} \right] \right\} \quad \text{for } A \geq 4 \quad 10$$

به‌دست می‌آید. بازده نسبی به‌صورت نسبت احتمال نفوذ از سد  $i$  امین شکافتگی به مجموع احتمالات نفوذ همه شکافتگی‌های ممکن تعریف می‌شود:

$$Y(A_i, Z_i) = \frac{P(A_i, Z_i)}{\sum P(A_i, Z_i)} \quad 11$$



شکل 1. الف: پیکربندی تماسی پاره‌های شکافت  $s=0$  ب:  $s>0$  به‌طوری‌که  $s$  فاصله میان سطوح مجاور دو پاره شکافت و  $r$  فاصله میان مراکز پاره‌ها می‌باشد.

### نتایج حاصل از محاسبات و تجزیه و تحلیل آنها

اختلاف مابین پتانسیل اندرکنش که به‌صورت مجموع پتانسیل‌های کولنی و مجاورتی در نظر گرفته شدند و انرژی تولید شده در شکافت، پتانسیل سدی  $(V-Q)^1$  نامیده می‌شود. مقدار  $Q$  را برای هر شکافتگی مجزای هسته فوق سنگین  $^{284}Fl$  با استفاده از جداول استاندارد جرم [48-51]، محاسبه و با استفاده از آن  $(V-Q)$  را برای هر شکافتگی ممکن به‌صورت تابعی از عدم تقارن جرم و بار  $\eta_Z = \frac{Z_1-Z_2}{Z}$ ،  $\eta_A = \frac{A_1-A_2}{A}$  پیکربندی

در این رابطه  $\gamma$  ضریب کشش سطحی هسته می‌باشد که با استفاده از رابطه زیر به‌دست می‌آید [46]:

$$\gamma = 0.9517 \left[ 1 - 1.7826 \frac{(N-Z)^2}{A^2} \right] \text{ MeVfm}^{-2} \quad 6$$

در این رابطه  $Z, N, A$  به‌ترتیب عدد نوترونی، اتمی و جرمی هسته شکافته می‌باشند. در رابطه 5  $\phi$  تابع پتانسیل مجاورتی می‌باشد که به‌صورت زیر تعریف می‌شود [45]:

$$\phi(\varepsilon) = \begin{cases} -4.41 e^{0.717\varepsilon} & \text{for } \varepsilon > 1.9475 \\ -1.7817 + 0.9270\varepsilon + 0.0169\varepsilon^2 - 0.05148\varepsilon^3 & \text{for } 0 \leq \varepsilon \leq 1.9475 \end{cases}$$

که در آن  $\varepsilon = \frac{s}{b}$  متغیر بدون بعد می‌باشد. با استفاده از تقریب WKB یک بعدی، نفوذپذیری در سد با استفاده از رابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$P = \exp \left\{ -\frac{2}{h} \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{2\mu(V-Q)} ds \right\} \quad 8$$

که در آن،  $V$  پتانسیل اندرکنش است که به‌وسیله رابطه 2 تعریف می‌شود و  $Q$  انرژی تولید شده در شکافت می‌باشد. حد پایین انتگرال  $s_1=0$  است که بیانگر پیکربندی دوپاره شکافت در حالت تماسی می‌باشد (شکل 1 الف) و حد بالای انتگرال،  $s_2$  به‌گونه‌ای انتخاب می‌شود که رابطه  $V(s_2)=Q$  را ارضاء کند. برای محاسبه  $s_2$  و احتمال نفوذ در سد،  $P$  برای هر شکافتگی مجزا را با استفاده از یک برنامه کامپیوتری که در محیط نرم افزار MAPLE نوشته شد، محاسبه نمودیم. نهایتاً نیمه‌عمر شکافت را با استفاده از رابطه

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)}{\lambda} = \frac{\ln(2)}{vP} \quad 9$$

$$(\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n)$$

<sup>1</sup> Driving Potential

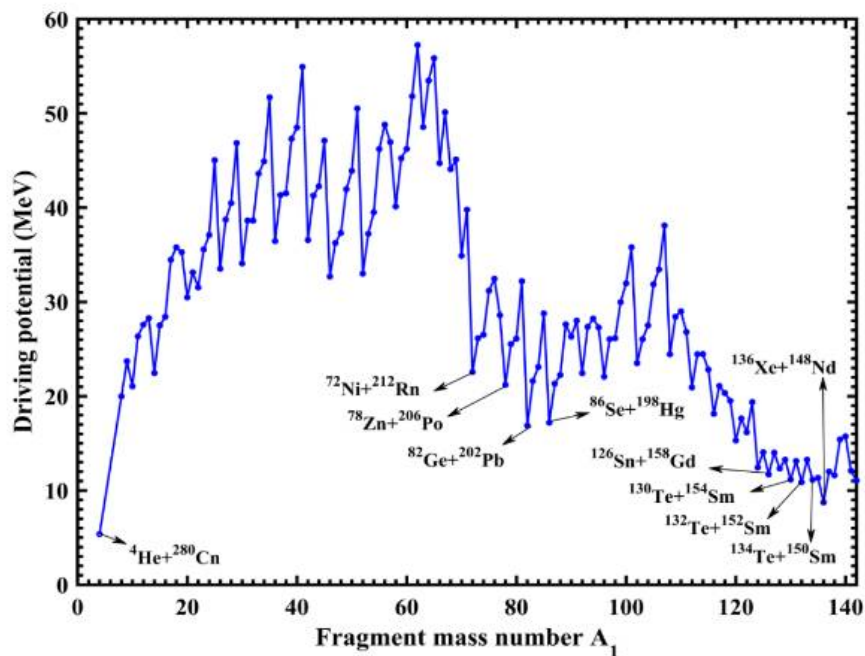
$^{212}\text{Rn}$  در آنها به ترتیب دارای پوسته‌های جادویی  $Z=28$  و  $N=126$  هستند. سایر کمینه‌های پتانسیل در این ناحیه پاره‌هایی را شامل می‌شوند که دارای پوسته‌های بسته در مجاورت اعداد جادویی هستند. در ناحیه دوم شکافتگی‌های شامل ایزوتوپ‌های  $\text{Sn}$  دارای پوسته جادویی پروتونی  $Z=50$  هستند، در این ناحیه همچنین شکافتگی  $^{132}\text{Te}+^{152}\text{Sm}$  وجود دارد که در آن پاره  $^{132}\text{Te}$  هسته‌ای با پوسته نزدیک جادویی دوگانه با  $Z=52$  و  $N=80$  است. پاره شکافت  $^{134}\text{Te}$  در شکافتگی  $^{134}\text{Te}+^{150}\text{Sm}$  دارای عدد نوترونی جادویی  $N=82$  می‌باشد. همچنین در شکافتگی  $^{136}\text{Xe}+^{148}\text{Nd}$  پوسته جادویی در عدد نوترونی  $N=82$  و پوسته نزدیک جادویی در عدد پروتونی  $Z=52$  قابل مشاهده است. مقادیر  $Q$  و  $(V-Q)$  برای همه شکافتگی‌های مجزا در جدول 1 آورده شده‌اند.

تماسی<sup>1</sup> محاسبه نمودیم. برای هر شکافتگی، اعداد جرمی پاره‌های شکافت  $A_1$  و  $A_2$  به گونه‌ای انتخاب می‌شوند که برای آن  $(V-Q)$  نسبت به عدد اتمی پاره‌ها کمینه باشد.

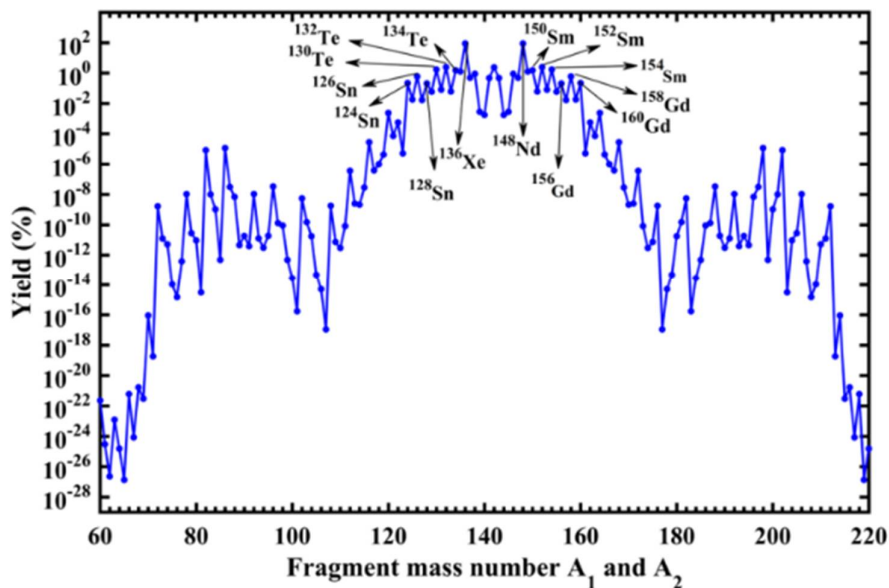
### محاسبه پتانسیل سدی $(V-Q)$

برای شکافت خودبخودی هسته  $^{284}\text{Fl}$ ،  $(V-Q)$  را برای پیکربندی تماسی دو پاره شکافت محاسبه نمودیم و نمودار  $(V-Q)$  را برحسب عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت،  $A_1$  در شکل 2 نشان داده‌ایم. به علت اثرات پوسته‌ای برای یک یا هر دو پاره شکافت، دره‌های نامتقارن جرمی به وضوح در این شکل مشهود است. ترکیب‌های دوگانه پاره‌های شکافت مربوط به کمینه انرژی پتانسیل بیشترین احتمال وقوع شکافت خودبخودی را دارند که در این شکل به وضوح قابل مشاهده‌اند. همان‌طور که در شکل 2 به وضوح دیده می‌شود، اولین کمینه نمودار مربوط به جفت پاره  $^{280}\text{Cn}+^4\text{He}$  است. همان‌گونه که در شکل 2 می‌توان مشاهده نمود کمینه‌هایی برای  $(V-Q)$  برای پاره‌های شکافت جادویی و جادویی دوگانه یا لایه‌های بسته در مجاورت آنها دیده می‌شود که نشان دهنده اثرات پوسته‌ای در شکافت خودبخودی دوگانه هسته فوق سنگین  $^{284}\text{Fl}$  اند. همچنین دو ناحیه عمیق در بردارنده تعدادی کمینه پتانسیل سدی  $(V-Q)$  را به وضوح در شکل 2 می‌توان مشاهده نمود. در ناحیه اول شکافتگی  $^{82}\text{Ge}+^{202}\text{Pb}$  دیده می‌شود که دارای پوسته جادویی نوترونی  $N=50$  و پوسته پروتونی جادویی  $Z=82$  به ترتیب برای پاره‌های  $^{82}\text{Ge}$  و  $^{202}\text{Pb}$  می‌باشد. شکافتگی‌های دیگر دارای کمینه در این ناحیه  $^{72}\text{Ni}+^{212}\text{Rn}$ ،  $^{78}\text{Zn}+^{206}\text{Po}$  و  $^{86}\text{Se}+^{198}\text{Hg}$  می‌باشند که ایزوتوپ‌های  $^{72}\text{Ni}$  و

<sup>1</sup> Touching Configuration



شکل 2. نمودار پتانسیل سدی ( $V-Q$ ) شکافتگی‌های ممکن در شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین  $^{284}Fl$  برحسب عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت  $A_1$



شکل 3. نمودار بازده نسبی شکافتگی‌های دوگانه در شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین  $^{284}Fl$  برحسب عدد جرمی پاره‌های شکافت  $A_1$  و  $A_2$ ؛ پاره‌های شکافت دارای بازده‌های بالاتر در شکل مشخص شده‌اند.

جدول 1. مقادیر  $Q$  واکتس، پتانسیل سدی ( $V-Q$ ) و بازده نسبی شکافتگی های دوگانه زوج-زوج در شکافت خودبخودی هسته فوق سنگین  $^{284}\text{Fl}$  (بازده های نسبی کمتر از  $10^{-7}$  صفر در نظر گرفته شده اند).

A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	Q(MeV)	(V-Q)	Yield(%)	A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	Q(MeV)	(V-Q)	Yield (%)
<sup>4</sup> He	<sup>280</sup> Cn	10.795	5.36304	0	<sup>76</sup> Ni	<sup>208</sup> Rn	220.206	32.45004	0
<sup>8</sup> Be	<sup>276</sup> Ds	21.438	19.9798	0	<sup>78</sup> Zn	<sup>206</sup> Po	244.5922	21.20123	0
<sup>10</sup> Be	<sup>274</sup> Ds	17.1125	21.03991	0	<sup>80</sup> Zn	<sup>204</sup> Po	238.9096	26.09612	0
<sup>12</sup> Be	<sup>272</sup> Ds	7.8222	27.58604	0	<sup>82</sup> Ge	<sup>202</sup> Pb	260.2761	16.87036	$8.19 \times 10^{-6}$
<sup>14</sup> C	<sup>270</sup> Hs	40.7901	22.45089	0	<sup>84</sup> Ge	<sup>200</sup> Pb	253.319	23.08821	0
<sup>16</sup> C	<sup>268</sup> Hs	32.396	28.41262	0	<sup>86</sup> Se	<sup>198</sup> Hg	270.3772	17.18627	$1.15 \times 10^{-5}$
<sup>18</sup> C	<sup>266</sup> Hs	22.86	35.78401	0	<sup>88</sup> Se	<sup>196</sup> Hg	264.63	22.24332	0
<sup>20</sup> O	<sup>264</sup> Sg	54.3438	30.47257	0	<sup>90</sup> Se	<sup>194</sup> Hg	259.904	26.31214	0
<sup>22</sup> O	<sup>262</sup> Sg	51.27	31.53214	0	<sup>92</sup> Kr	<sup>192</sup> Pt	273.9783	22.437	0
<sup>24</sup> O	<sup>260</sup> Sg	43.872	37.08872	0	<sup>94</sup> Kr	<sup>190</sup> Pt	267.575	28.23147	0
<sup>26</sup> Ne	<sup>258</sup> Rf	72.099	33.5147	0	<sup>96</sup> Sr	<sup>188</sup> Os	282.981	22.06205	0
<sup>28</sup> Ne	<sup>256</sup> Rf	63.398	40.46761	0	<sup>98</sup> Sr	<sup>186</sup> Os	278.342	26.14108	0
<sup>30</sup> Mg	<sup>254</sup> No	93.081	34.07442	0	<sup>100</sup> Sr	<sup>184</sup> Os	271.994	31.9589	0
<sup>32</sup> Mg	<sup>252</sup> No	86.878	38.61442	0	<sup>102</sup> Zr	<sup>182</sup> W	288.754	23.50052	0
<sup>34</sup> Mg	<sup>250</sup> No	79.037	44.90063	0	<sup>104</sup> Zr	<sup>180</sup> W	284.28	27.49271	0
<sup>36</sup> Si	<sup>248</sup> Fm	109.462	36.44374	0	<sup>106</sup> Zr	<sup>178</sup> W	277.877	33.44216	0
<sup>38</sup> Si	<sup>246</sup> Fm	102.901	41.51638	0	<sup>108</sup> Mo	<sup>176</sup> Hf	294.252	24.44322	0
<sup>40</sup> Si	<sup>244</sup> Fm	94.52	48.49528	0	<sup>110</sup> Mo	<sup>174</sup> Hf	289.308	28.98173	0
<sup>42</sup> S	<sup>242</sup> Cf	127.1707	36.56395	0	<sup>112</sup> Ru	<sup>172</sup> Yb	303.806	20.92076	$3.63 \times 10^{-7}$
<sup>44</sup> S	<sup>240</sup> Cf	120.133	42.25591	0	<sup>114</sup> Ru	<sup>170</sup> Yb	299.906	24.46376	0
<sup>46</sup> Ar	<sup>238</sup> Cm	149.2479	32.68508	0	<sup>116</sup> Pd	<sup>168</sup> Er	311.743	18.12976	$2.78 \times 10^{-5}$
<sup>48</sup> Ar	<sup>236</sup> Cm	143.345	37.29899	0	<sup>118</sup> Pd	<sup>166</sup> Er	309.2347	20.32988	$9.89 \times 10^{-7}$
<sup>50</sup> Ar	<sup>234</sup> Cm	135.525	43.8952	0	<sup>120</sup> Cd	<sup>164</sup> Dy	318.845	15.29279	$2.35 \times 10^{-3}$
<sup>52</sup> Ca	<sup>232</sup> Pu	164.8233	32.99354	0	<sup>122</sup> Cd	<sup>162</sup> Dy	317.7144	16.16428	$5.52 \times 10^{-4}$
<sup>54</sup> Ca	<sup>230</sup> Pu	157.146	39.4988	0	<sup>124</sup> Sn	<sup>160</sup> Gd	325.0962	12.42939	$2.19 \times 10^{-1}$
<sup>56</sup> Ca	<sup>228</sup> Pu	146.733	48.79584	0	<sup>126</sup> Sn	<sup>158</sup> Gd	325.625	11.69074	$5.98 \times 10^{-1}$
<sup>58</sup> Ti	<sup>226</sup> U	172.701	40.1178	0	<sup>128</sup> Sn	<sup>156</sup> Gd	324.817	12.31414	$2.05 \times 10^{-1}$
<sup>60</sup> Ti	<sup>224</sup> U	165.528	46.2235	0	<sup>130</sup> Te	<sup>154</sup> Sm	328.728	11.15066	1.71
<sup>62</sup> V	<sup>222</sup> Pa	162.24	57.23761	0	<sup>132</sup> Te	<sup>152</sup> Sm	328.871	10.87218	2.43
<sup>64</sup> V	<sup>220</sup> Pa	165.02	53.46268	0	<sup>134</sup> Te	<sup>150</sup> Sm	328.5047	11.12784	1.53
<sup>66</sup> Cr	<sup>218</sup> Th	181.273	44.70642	0	<sup>136</sup> Xe	<sup>148</sup> Nd	332.7572	8.72617	87.6
<sup>68</sup> Mn	<sup>216</sup> Ac	189.156	44.07027	0	<sup>138</sup> Xe	<sup>146</sup> Nd	329.8182	11.60363	$8.83 \times 10^{-1}$
<sup>70</sup> Fe	<sup>214</sup> Ra	205.337	34.8887	0	<sup>140</sup> Xe	<sup>144</sup> Nd	325.6545	15.73043	$1.72 \times 10^{-3}$
<sup>72</sup> Ni	<sup>212</sup> Rn	231.8061	22.55999	0	<sup>142</sup> Ba	<sup>142</sup> Ce	331.295	11.0458	2.34
<sup>74</sup> Ni	<sup>210</sup> Rn	226.985	26.50643	0					

## احتمال نفوذ در سد و بازده نسبی

با استفاده از روابط 8 و 11 احتمال نفوذ<sup>1</sup> در سد پتانسیل و بازده نسبی<sup>2</sup> را برای هر شکافتگی ممکن محاسبه نمودیم و نمودار آن را به صورت تابعی از اعداد جرمی دو پاره شکافت  $A_1$  و  $A_2$  در شکل 3 نشان داده‌ایم. با استفاده از این شکل واضح است که در شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین  $^{284}Fl$  شکافتگی  $^{136}Xe + ^{148}Nd$  دارای بیشترین بازده (87/6 درصد) می‌باشد. در این شکافتگی ایزوتوپ  $^{136}Xe$  با  $Z=54$  و  $N=82$  یک هسته نزدیک به جادویی دوگانه است؛ بیشترین بازده بعدی به ترتیب برای شکافتگی‌های  $^{132}Te + ^{152}Sm$  و  $^{130}Te + ^{154}Sm$  رخ می‌دهد. در این شکافتگی‌ها، ایزوتوپ‌های  $Te$  دارای پوسته نوترونی و پروتونی نزدیک به جادویی است. در شکل 4 نمودار میله‌ای بازده شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین  $^{284}Fl$  که برای پاره‌های با عدد جرمی زوج-زوج و فرد-فرد محاسبه شده است به صورت تابعی از عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت رسم و با یکدیگر مقایسه شده است. همچنان‌که از این شکل مشهود است بازده نسبی ایجاد پاره‌های با عدد جرمی زوج از پاره‌های با عدد جرمی فرد بیشتر است. این مطلب نیز به وضوح تأیید کننده نقش اثرات لایه‌ای در بازده نسبی می‌باشد.

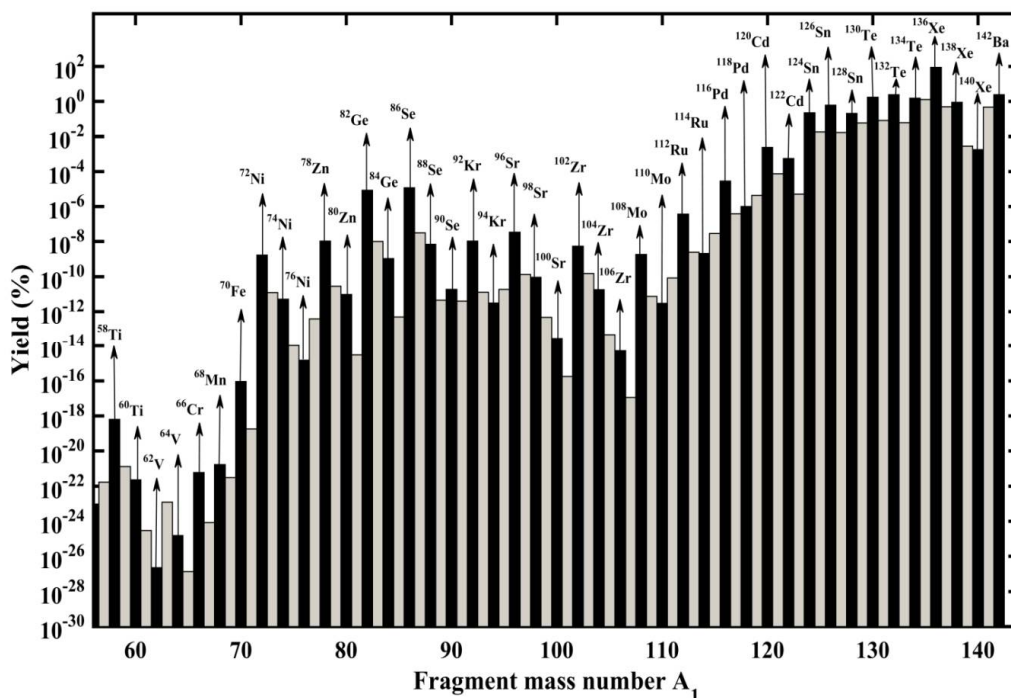
## محاسبه نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی هسته

فوق سنگین  $^{284}Fl$ 

پس از محاسبه احتمال نفوذ در سد پتانسیل برای هر یک از شکافتگی‌های مجزا با استفاده از تقریب  $WKB$  معادله 8 و به کمک فرکانس برخورد به سد و همچنین با استفاده از رابطه نیمه تجربی انرژی ارتعاشی (معادله 10) ثابت واپاشی را برای هر یک از شکافت‌های دوگانه به‌طور جداگانه محاسبه نموده و نتایج حاصل از آن را در جدول شماره 2 نمایش داده‌ایم. با به دست آوردن  $\lambda$  مربوط به هر شکافتگی مجزا، ثابت شکافت کل را از طریق جمع این ثابت‌ها به دست آوردیم. نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین  $^{284}Fl$  که با استفاده از این روش (رابطه 9) محاسبه شده است برابر است با  $0.147 ms$ . برای ارزیابی نتایج حاصل از این روش به علت عدم دسترسی به داده‌های حاصل از روش‌های دیگر (یا عدم انجام محاسبه تئوری در مورد این هسته فوق سنگین) نیمه‌عمر محاسبه شده را با نیمه‌عمر تجربی و همچنین نیمه‌عمرهای تخمین زده شده بر اساس روابط نیمه‌تجربی با یکدیگر مقایسه نمودیم. با توجه به اینکه نتایج حاصل از این روابط نیمه‌تجربی به صورت لگاریتم می‌باشد و نیمه‌عمرها برحسب ثانیه و یا سال به صورت لگاریتمی محاسبه شده‌اند، لگاریتم نیمه‌عمر محاسبه شده از طریق محاسبه ثابت شکافت برای همه ثابت‌های شکافتگی دوگانه ممکن در این تحقیق برابر با  $3.83$ - به دست آمد.

<sup>2</sup> Relative Yield<sup>1</sup> Penetration Probability





شکل 4. نمودار میله‌ای شکافتگی های زوج-زوج و فرد-فرد مربوط به شکافت خودبخودی هسته فوق سنگین  $^{284}Fl$  بر حسب عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت  $A_1$ .

13

$$\log_{10} T_{1/2} = 1146.44 - 75.3153 \left( \frac{Z^2}{A} \right) + 1.63792 \left( \frac{Z^2}{A} \right)^2 - 0.0119827 \left( \frac{Z^2}{A} \right)^3 + B_f \left( 7.23613 - 0.0947022 \frac{Z^2}{A} \right) + h$$

را ارائه نمودند. با استفاده از این رابطه لگاریتم نیمه عمر بر حسب ثانیه برای هسته  $^{284}Fl$  مساوی  $-0.99$  به دست می‌آید.

سانتوش<sup>5</sup> و همکاران [55] نیز رابطه نیمه تجربی (با نیمه عمر بر حسب سال) زیر را برای نیمه عمر شکافت خودبخودی هسته‌های فوق سنگین ارائه نمودند:

رن<sup>3</sup> و همکاران [53] رابطه نیمه تجربی زیر را برای شکافت خودبخودی هسته‌های فوق سنگین ارائه نموده‌اند

12

$$\log_{10} T_{1/2} = 21.8 + c_1 \frac{(Z - 90 - \nu)}{A} + c_2 \frac{(Z - 90 - \nu)^2}{A} + c_3 \frac{(Z - 90 - \nu)^3}{A} + c_4 \frac{(Z - 90 - \nu)(N - Z - 52)^2}{A}$$

با استفاده از این رابطه لگاریتم نیمه عمر شکافت خودبخودی هسته  $^{284}Fl$  بر حسب سال برابر  $-4.606$  به دست می‌آید که نیمه عمر حاصل از آن مساوی  $2.89$  ثانیه است. کارپف<sup>4</sup> و همکاران [54] رابطه نیمه تجربی لگاریتمی (با نیمه عمر بر حسب ثانیه)

<sup>5</sup> Santosh

<sup>3</sup> Ren

<sup>4</sup> Karpov

در معادلات 12-14 ثابت‌های  $c_1, c_2, c_3, c_4, v, h, a, b, c, d, e$  از طریق برازش با نیمه‌عمرهای تجربی به دست آمده‌اند. یوتیونکوف<sup>1</sup> و همکاران از طریق سنتز هسته‌های فوق سنگین  $^{284}Fl$  و  $^{285}Fl$  [52]، نیمه‌عمر هسته  $^{284}Fl$  را از طریق آزمایش  $^{240}Pu(^{48}Ca, 4n)^{284}Fl$  و  $^{284}Fl$  را از طریق آزمایش  $^{239}Pu(^{48}Ca, 3n)^{284}Fl$  برای پنج واپاشی مختلف به طور میانگین برابر  $2.5\ ms$  گزارش نموده‌اند که لگاریتم آن برحسب ثانیه مساوی  $-2.602$  است. در جدول 3 نیمه‌عمر لگاریتمی شکافت خودبه‌خودی هسته  $^{284}Fl$  حاصل از محاسبات با نتایج تجربی و نیمه‌عمر تجربی با یکدیگر مقایسه شده‌اند. همچنین برای مقایسه بهتر نتایج با یکدیگر، این نتایج هم به صورت لگاریتم نیمه‌عمر و هم به صورت نیمه‌عمر در جدول 3 ذکر شده‌اند. همانگونه که مشاهده می‌شود با توجه به اینکه در این مقاله ثابت واپاشی برای هر یک از شکافتگی‌های دوگانه محاسبه شد و ثابت شکافت از مجموع این ثابت واپاشی‌ها به دست آمد، مقایسه نیمه‌عمر حاصل از این محاسبات با نتایج تجربی و نتایج سایر روابط نیمه‌عمری نشان‌دهنده توافق خوب نتیجه محاسبات این مقاله با نیمه‌عمر تجربی [52] شکافت خودبه‌خودی این هسته فوق سنگین است.

جدل 3. مقایسه ی نتایج نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی هسته  $^{284}Fl$

$^{284}Fl$	Ref.[53]	Ref.[54]	Ref.[55]	(This work)	(Expt.)
$\log T_{1/2}(s)$	2.89	-0.99	-0.32	-3.83	<b>-2.602</b>
$T_{1/2}$	776.25s	0.10s	0.48s	0.147ms	<b>2.5ms</b>

$$\log_{10} T_{1/2} = a \left( \frac{Z^2}{A} \right) + b \left( \frac{Z^2}{A} \right)^2 + c \left( \frac{N-Z}{N+Z} \right) + d \left( \frac{N-Z}{N+Z} \right)^2 + e \quad (14)$$

لگاریتم نیمه‌عمر برحسب ثانیه برای هسته  $^{284}Fl$  از طریق این رابطه  $-0.32$  به دست می‌آید.

جدول 2. ثابت واپاشی هر شکافتگی دوگانه شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین  $^{284}Fl$  (ثابت‌های واپاشی کمتر از  $10^{-7}\ s^{-1}$  در این جدول ذکر نشده‌اند).

$A_1$	$A_2$	$\lambda_i(s^{-1})$	$A_1$	$A_2$	$\lambda_i(s^{-1})$
$^4He$	$^{280}Cn$	2.78011	$^{117}Pd$	$^{167}Er$	0.000129
$^8Be$	$^{276}Ds$	1.01212	$^{118}Pd$	$^{166}Er$	0.000329
$^9Be$	$^{275}Ds$	0.01017	$^{119}Ag$	$^{165}Ho$	0.001424
$^{10}Be$	$^{274}Ds$	0.00885	$^{120}Cd$	$^{164}Dy$	0.806454
$^{11}Be$	$^{273}Ds$	0.000025	$^{121}Cd$	$^{163}Dy$	0.024551
$^{12}Be$	$^{272}Ds$	0.000001	$^{122}Cd$	$^{162}Dy$	0.18879
$^{13}B$	$^{271}Mt$	0.000003	$^{123}Cd$	$^{161}Dy$	0.001715
$^{14}C$	$^{270}Hs$	0.000523	$^{124}Sn$	$^{160}Gd$	76.79021
$^{15}C$	$^{269}Hs$	0.000002	$^{125}Sn$	$^{159}Gd$	6.30164
$^{16}C$	$^{268}Hs$	0.000002	$^{126}Sn$	$^{158}Gd$	209.7591
$^{72}Ni$	$^{212}Rn$	0.0000004	$^{127}Sn$	$^{157}Gd$	5.849377
$^{78}Zn$	$^{206}Po$	0.000003	$^{128}Sn$	$^{156}Gd$	71.75805
$^{82}Ge$	$^{202}Pb$	0.002295	$^{129}Sb$	$^{155}Eu$	20.53673
$^{83}Ge$	$^{201}Pb$	0.0000028	$^{130}Te$	$^{154}Sm$	604.0533
$^{84}Ge$	$^{200}pb$	0.0000003	$^{131}Te$	$^{153}Sm$	28.2163
$^{86}Se$	$^{198}Hg$	0.003344	$^{132}Te$	$^{152}Sm$	861.1417
$^{87}Se$	$^{197}Hg$	0.000009	$^{133}Te$	$^{151}Sm$	21.2937
$^{88}Se$	$^{196}Hg$	0.000002	$^{134}Te$	$^{150}Sm$	540.4294
$^{92}Kr$	$^{192}Pt$	0.0000032	$^{135}I$	$^{149}Pm$	445.272
$^{96}Sr$	$^{188}Os$	0.0000101	$^{136}Xe$	$^{148}Nd$	313.63
$^{102}Zr$	$^{182}W$	0.0000017	$^{137}Xe$	$^{147}Nd$	173.0164
$^{108}Mo$	$^{176}Hf$	0.0000006	$^{138}Xe$	$^{146}Nd$	313.5251
$^{112}Ru$	$^{172}Yb$	0.000119	$^{139}Xe$	$^{145}Nd$	0.988355
$^{113}Ru$	$^{171}Yb$	0.0000008	$^{140}Xe$	$^{144}Nd$	0.60399
$^{114}Ru$	$^{170}Yb$	0.0000007	$^{141}Ba$	$^{143}Ce$	167.4358
$^{115}Rh$	$^{169}Tm$	0.0000094	$^{142}Ba$	$^{142}Ce$	835.6867
$^{116}Pd$	$^{168}Er$	0.009317			

زیرا ایزوتوپ  $^{136}\text{Xe}$  دارای پوسته جادویی نوترونی  $N=82$  و پوسته نزدیک جادویی پروتونی  $Z=54$  است. برای این هسته ثابت واپاشی به ازای هر یک از شکافتگی‌های مجزا محاسبه گردید و ثابت شکافت از مجموع این ثابت‌های واپاشی به دست آمد، از این طریق نیمه عمر هسته فوق سنگین  $^{284}\text{Fl}$  برابر  $0.147\text{ms}$  به دست آمد. مقایسه نیمه عمر محاسبه شده از این روش و نتایج به دست آمده از فرمول‌های نیمه تجربی با داده‌های تجربی نشان می‌دهد که نتایج حاصل از این روش با نیمه عمر تجربی توافق نسبتاً خوبی دارد.

### منابع

[1] P.B. Price, Complex radioactivity, *Nuclear Physics A* **502** (1989) 41-58.

[2] O. Hahn, F. Strassmann, Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle, *Naturwissenschaften* **27** (1939) 11-15.

[3] N. Bohr, J.A. Wheeler, The Mechanism of Nuclear Fission, *Physical Review* **56** (1939) 426-450.

[4] M.R. Pahlavani, S.M. Mirfathi, Neutron-induced fission of even- and odd- mass plutonium isotopes within a four-dimensional Langevin framework, *Physical Review C* **96** (2017) 014606.

[5] M.R. Pahlavani, S.M. Mirfathi, Dynamical simulation of neutron-induced fission of uranium isotopes using four-dimensional Langevin equations, *Physical Review C* **93** (2016) 044617.

[6] M.R. Pahlavani, D. Naderi, Influence of dynamical parameters on pre-scission particles and fission probability in heavy-ion collisions, *Physical Review C* **83** (2011) 024602.

مقایسه نیمه عمرهای محاسبه شده و تجربی نشان می‌دهد که نیمه عمرهای اندازه‌گیری شده با مقادیر محاسبه شده اختلاف زیادی دارد. برای توجیه این اختلاف دلایل زیادی می‌توان ارائه نمود. یکی از دلایل این اختلاف می‌تواند ناشی از شرکت واپاشی‌های مختلف از جمله واپاشی آلفا و گسیل خوشه‌های سنگین باشد که برای هسته‌های فوق سنگین دارای احتمال نسبتاً بالایی هستند. از طرف دیگر با توجه به اینکه این هسته‌ها دارای نیمه عمر کوتاهی هستند بنابراین در طبیعت وجود ندارند و باید از طریق اندرکنش‌های هسته مرکب تولید شوند که با توجه به چند مرحله‌ای بودن آزمایش خطای اندازه‌گیری نیمه عمر خیلی بالاست و بنابراین می‌تواند اختلاف بیشتری را ایجاد کند.

### نتیجه گیری

در این تحقیق فرایند شکافت خودبخودی هسته فوق سنگین  $^{284}\text{Fl}$  را با در نظر گرفتن پتانسیل‌های کولنی و مجاورتی به عنوان پتانسیل هسته‌ای مورد بررسی قرار دادیم. برای هر شکافتگی مجزا پتانسیل سدی  $(V-Q)$  و انرژی تولید شده در واکنش،  $Q$  را به دست آوردیم. همچنین ثابت واپاشی، احتمال تونل‌زنی از سد شکافت و نیمه عمر شکافت را محاسبه نمودیم. از طرف دیگر نیمه عمر شکافت این هسته را با استفاده از چند فرمول نیمه تجربی به دست آوردیم. نتایج حاصل از این محاسبات نشان می‌دهند که احتمال شکافت برای پاره‌های شکافت با عدد جرمی زوج بیشتر از پاره‌های با عدد جرمی فرد است. با استفاده از کمینه کردن پتانسیل اندرکنش ترکیب‌های مناسب از دو پاره‌های شکافت را مشخص نمودیم. تحلیل نتایج نشان می‌دهند که برای شکافت خودبخودی  $^{284}\text{Fl}$  بیشترین بازده برای شکافتگی  $^{136}\text{Xe}+^{148}\text{Nd}$  به دست می‌آید

- V.A. Rubchenya, S.K. Sahiev, W.H. Trzaska, E. Vardaci, Proton induced fission of  $^{232}\text{Th}$  at intermediate energies, *Physics of Atomic Nuclei* **79** (2016) 1367-1374.
- [15] D. Naderi, M.R. Pahlavani, S.A. Alavi, Anisotropy of the angular distribution of fission fragments in heavy-ion fusion-fission reactions: The influence of the level-density parameter and the neck thickness, *Physical Review C* **87** (2013) 054618.
- [16] M.R. Pahlavani, D. Naderi, Study of fusion cross-section in heavy-ion fusion-fission reactions at around fusion barrier energies using the Langevin dynamical approach, *European Physical Journal A* **48** (2012) 129.
- [17] M.R. Pahlavani, D. Naderi, S.M. Mirfathi, Dynamical Simulation Of  $\gamma$ -Ray Multiplicity In Heavy Ion Fusion-Fission Reactions Based On Langevin Equations, *Modern Physics Letters A* **26** (2011) 1323.
- [18] M.R. Pahlavani, P. Mehdipour, Study of photofission fragment mass distribution of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  and  $^{240}\text{Pu}$  isotopes in various  $\gamma$ -ray energies, *International Journal of Modern Physics E* **27** (2018) 1850018.
- [19] A. Deppman, E. Andrade-II, V. Guimarães, G.S. Karapetyan, N.A. Demekhina, Photofission of  $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$  at intermediate energies, *Physical Review C* **87** (2013) 054604.
- [20] D.H. Morse, A.J. Antolak, B.L. Doyle, Photofission in uranium by nuclear reaction gamma-rays, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **261** (2007) 378-381.
- [21] C. Signarbieux, M. Montoya, M. Ribrag, C. Mazur, C. Guet, P. Perrin, M. Maurel, Evidence for nucleon pair breaking even in the coldest scission configurations of  $^{234}\text{U}$  and  $^{236}\text{U}$ , *Journal de Physique Lettres* **42** (1981) 437-440.
- [7] D.J. Hinde, M. Dasgupta, J.R. Leigh, J.C. Mein, C.R. Morton, J.O. Newton, H. Timmers, Conclusive evidence for the influence of nuclear orientation on quasifission, *Physical Review C* **53** (1996) 1290.
- [8] K. Nishio, H. Ikezoe, I. Nishinaka, S. Mitsuoka, K. Hirose, T. Ohtsuki, Y. Watanabe, Y. Aritomo, S. Hofmann, Evidence for quasifission in the sub-barrier reaction of  $^{30}\text{Si}+^{238}\text{U}$ , *Physical Review C* **82** (2010) 044604.
- [9] D.J. Hinde, R. du Rietz, M. Dasgupta, R.G. Thomas, L.R. Gasques, Two Distinct Quasifission Modes in the  $^{32}\text{S}+^{232}\text{Th}$  Reaction, *Physical Review Letters* **101** (2008) 092701
- [10] M.R. Pahlavani, S.M. Mirfathi, Probing energy dissipation,  $\gamma$ -ray and neutron multiplicity in the thermal neutron-induced fission of  $^{239}\text{Pu}$ , *European Physical Journal A* **52** (2016) 95.
- [11] M.R. Pahlavani, S.M. Mirfathi, Dynamics of neutron-induced fission of  $^{235}\text{U}$  using four-dimensional Langevin equations, *Physical Review C* **92** (2015) 024622.
- [12] A. Deppman, E. Andrade-II, V. Guimarães, G.S. Karapetyan, A.R. Balabekyan, N.A. Demekhina, *Physical Review C* **88** (2013) 024608.
- [13] Y. Ayyad, J. Benlliure, E. Casarejos, H. Álvarez-Pol, A. Bacquias, A. Boudard, M. Caamaño, T. Enqvist, V. Föhr, A. Kelić-Heil, K. Kezzar, S. Leray, D. Mancusi, C. Paradela, D. Pérez-Loureiro, R. Pleskač, J.L. Rodríguez-Sánchez, D. Tarrío, Proton-induced fission of  $^{181}\text{Ta}$  at high excitation energies, *Physical Review C* **89** (2014) 054610.
- [14] K.B. Gikal, E.M. Kozulin, A.A. Bogachev, N.T. Burtebaev, A.V. Edomskiy, I.M. Itkis, M.G. Itkis, G.N. Knyazhev, K.V. Kovalchuk, T.N. Kvochkina, E. Piasecki,

- Journal of Physics G : Nuclear Physics* **3** (1977) 189-193.
- [29] A. Sandulescu, W. Greiner, Cluster decays, *Reports on Progress in Physics* **55** (1992) 1423-1481.
- [30] A. Sandulescu, A. Florescu, F. Carstoiu, W. Greiner, J.H. Hamilton, A.V. Ramayya, B.R.S. Babu, Isotopic yields for the cold fission of  $^{252}\text{Cf}$ , *Physical Review C* **54** (1996) 258-265.
- [31] Y.X. Dardenne, R. Aryaeinejad, S.J. Asztalos, B.R.S. Babu, K. Butler-Moore, S.Y. Chu, J.D. Cole, M.W. Drigert, K.E. Gregorich, J.H. Hamilton, J. Kormicki, I.Y. Lee, R.W. Loughheed, Q.H. Lu, W.-C. Ma, M.F. Mohar, K.J. Moody, S.G. Prussin, A.V. Ramayya, J.O. Rasmussen, M.A. Stoyer, J.F. Wild, Observation of cold fission in  $^{242}\text{Pu}$  spontaneous fission, *Physical Review C* **54** (1996) 206-210.
- [32] S. Kumar, R.K. Gupta, W. Scheid, Super-Asymmetric Cold Fission and Exotic Cluster-Decay, *International Journal of Modern Physics E* **3** (1994) 195-218.
- [33] F. Gonnenswein, A. Moller, M. Cronni, M. Hesse, M. Wostheinrich, H. Faust, G. Fioni, S. Oberstedt, Cold binary and ternary fission, *Nuovo Cimento A* **110** (1997) 1089-1095.
- [34] E.K. Hulet, J.F. Wild, R.J. Dougan, R.W. Loughheed, J.H. Landrum, A.D. Dougan, M. Schadel, R.L. Hahn, P.A. Baisden, C.M. Henderson, R.J. Dupzyk, K. Sümmerer, G.R. Bethune, Bimodal symmetric fission observed in the heaviest elements, *Physical Review Letters* **56** (1986) 313-316.
- [35] A.V. Ramayya, J.H. Hamilton, B.R.S. Babu, S.J. Zhu, et al., Structure of Vacuum and Elementary Matter, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure: 1996, Wilderness, South Africa* (WorldScientific, in press).
- [22] P. Armbruster, *International Conference "Nuclei far from stability"*, Helsingor, DK, CERN **81-09** (1981) 675.
- [23] F.J. Hamsch, H.H. Knitter, C.B. Jorgensen, The positive odd-even effects observed in cold fragmentation-are they real?, *Nuclear Physics A* **554** (1993) 209-222.
- [24] A. Benoufella, G. Barreau, M. Asghar, P. Audouard, F. Brisard, T.P. Doan, M. Hussonnois, B. Leroux, J. Trochon, M.S. Moore, Measurement of fragment mass-energy correlations for  $^{248}\text{Cm}$  (s, f): far-out asymmetric fission and cold fragmentations, *Nuclear Physics A* **565** (1993) 563-572.
- [25] J.H. Hamilton, A.V. Ramayya, J. Kormicki, W.C. Ma, Q. Lu, D. Shi, J.K. Deng, S.J. Zhu, A. Sandulescu, W. Greiner, G.M. Ter-Akopian, Y.T. Oganessian, G.S. Popeko, A.V. Daniel, J. Kliman, V. Polhorsky, M. Morhac, J.D. Cole, R. Aryaeinejad, I.Y. Lee, N.R. Johnson, F.K. McGowan, Zero neutron emission in spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ : a form of cluster radioactivity, *Journal of Physics G* **20** (1994) L85-90.
- [26] G.M. Ter-Akopian, J.H. Hamilton, Yu. Ts. Oganessian, J. Kormicki, G.S. Popeko, A.V. Daniel, A.V. Ramayya, Q. Lu, K. Butler-Moore, W.C. Ma, J.K. Deng, D. Shi, J. Kliman, V. Polhorsky, M. Morhac, W. Greiner, A. Sandulescu, J.D. Cole, R. Aryaeinejad, N.R. Johnson, I.Y. Lee, F.K. McGowan, Neutron Multiplicities and Yields of Correlated Zr-Ce and Mo-Ba Fragment Pairs in Spontaneous Fission of  $^{252}\text{Cf}$ , *Physical Review Letters* **73** (1994) 1477.
- [27] W. Schwab, H.G. Clerc, M. Mutterer, J.P. Theobald, H. Faust, Cold Fission of  $^{233}\text{U}$  (nth, f), *Nuclear Physics A* **577** (1994) 674-690.
- [28] A. Sandulescu, W. Greiner, Mass asymmetry in fission, fusion and mass transfer due to the fragmentation in valleys,

- [45] J. Blocki, W.J. Swiatecki, A generalization of the Proximity Force Theorem, *Annals of Physics NY* **132** (1981) 53-65.
- [46] C.L. Guo, G.L. Zhang, X.Y. Le, Study of the universal function of nuclear proximity potential from density-dependent nucleon–nucleon interaction, *Nuclear Physics A* **897** (2013) 54-61.
- [47] D.N. Poenaru, M. Ivascu, A. Sandulescu, W. Greiner, Atomic nuclei decay modes by spontaneous emission of heavy ions, *Physical Review C* **32** (1985) 572-581.
- [48] G. Audi, A.H. Wapstra, The 1995 update to the atomic mass evaluation *Nuclear Physics A* **595** (1995) 409-480.
- [49] A.H. Wapstra, G. Audi, C. Thibault, The Ame2003 atomic mass evaluation: (I). Evaluation of input data, adjustment procedures, *Nuclear Physics A* **729** (2003) 129-336.
- [50] G. Audi, F.G. Kondev, M. Wang, W.J. Huang, S. Naimi, The NUBASE2016 evaluation of nuclear properties, *Chinese Physics C* **41** (2017) 030001.
- [51] D.N. Poenaru, W. Greiner, R.A. Gherghescu, Energy Released In Ternary Fission, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **68** (1998) 91-147.
- [52] V.K. Utyonkov, N.T. Brewer, Yu. Ts. Oganessian, K.P. Rykaczewski, F.Sh. Abdullin, S.N. Dmitriev, R.K. Grzywacz, M.G. Itkis, K. Miernik, A.N. Polyakov, J.B. Roberto, R.N. Sagaidak, I.V. Shirokovsky, M.V. Shumeiko, Yu. S. Tsyganov, A.A. Voinov, V.G. Subbotin, A.M. Sukhov, A.V. Sabel'nikov, G.K. Vostokin, J.H. Hamilton, M.A. Stoyer, S.Y. Strauss, Experiments on the synthesis of superheavy nuclei  $^{284}\text{Fl}$  and  $^{285}\text{F}$  in the  $^{239,240}\text{Pu}+^{48}\text{Ca}$  reactions, *Physical Review C* **92** (2015) 034609.
- [36] R. Smolanczuk, Properties of the hypothetical spherical superheavy nuclei, *Physical Review C* **56** (1997) 812-824.
- [37] A. Staszczak, A. Baran, W. azarewicz, Spontaneous fission modes and lifetimes of superheavy elements in the nuclear density functional theory, *Physical Review C* **87** (2013) 024320.
- [38] D.N. Poenaru, R.A. Gherghescu, Fission decay of  $^{282}\text{Cn}$  studied using cranking inertia *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **41** (2014) 125104.
- [39] D.C. Hoffman, T.M. Hamilton, M.R. Lane, Spontaneous fission, in: D.N. Poenaru (Ed.), *Nuclear Decay Modes*, Institute of Physics Publishing IOP, Bristol, 1996 393–432 Chapter 10.
- [40] M.R. Pahlavani, O.N. Ghodsi, M. Zadehrafai,  $^4\text{He}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$ , and  $^{16}\text{O}$  light-fragment-accompanied cold ternary fission of the  $^{250}\text{Cm}$  isotope in an equatorial three-cluster model, *Physical Review C* **96** (2017) 054612.
- [41] K.P. Santhosh, A. Joseph, Cluster emission in superdeformed Sr isotopes in the ground state and formed in heavy-ion reaction, *Pramana - Journal of Physics* **64** (2005) 39-46.
- [42] K.P. Santhosh, R.K. Biju, S. Sabina, The systematic study of spontaneous fission versus alpha decay of superheavy nuclei, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **36** (2009) 115101.
- [43] K.P. Santhosh, 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* **940** (2015) 21-52.
- [44] J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki, C.F. Tsang, Proximity forces, *Annals of Physics NY* **105** (1977) 427-462.

spontaneous fission half life time, *Nuclear Physics A* **832** (2010) 220-232.

[53] Z. Ren, C. Xu, Spontaneous fission half-lives of heavy nuclei in ground state and in isomeric state, *Nuclear Physics A* **759** (2005) 64-78.

[54] A.V. Karpov, V.I. Zagrebaev, Y. Martinez Palenzuela, L. Felipe Ruiz, W. Greiner, Decay Properties and Stability of Heaviest Elements, *International Journal of Modern Physics E* **21** (2012) 1250013.

[55] K.P. Santhosh, R.K. Biju, S. Sahadevan, Semi-empirical formula for