

مطالعه فرآیند هم‌جوشی یون‌ها با هسته‌های سنگین در چارچوب مدل آماري جهت سنتز هسته‌های فوق سنگین در ناحیه جزیره پایداری

هادی اسلامی‌زاده^{۱*}، مهسا پیرپور^۲

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه خلیج فارس بوشهر، بوشهر، ایران

^۲اداره آموزش و پرورش فارس، فارس، ایران

دریافت: ۱۳۹۴/۰۹/۰۲ ویرایش نهائی: ۱۳۹۶/۰۲/۰۹ پذیرش: ۱۳۹۶/۰۳/۰۸

چکیده

در تحقیق حاضر قصد داریم هم‌جوشی یون‌های ^{48}Ca با هسته‌های ^{248}Cm را جهت سنتز هسته‌های فوق سنگین لیورموریم، ^{296}Lv ، که در جزیره پایداری واقع می‌باشد را مورد بررسی قرار دهیم و در چارچوب محاسبات نظری و در نظرگیری تأثیر جهت‌گیرهای مختلف هسته‌های هدف، سد در مقابل هم‌جوشی یون‌های ^{48}Ca با هسته‌های ^{248}Cm را تعیین نمائیم. نشان خواهیم داد که زوایای برخورد هسته‌های هدف، تأثیر به‌سزایی روی پارامترهای سد هم‌جوشی یون‌های ^{48}Ca با هسته‌های ^{248}Cm دارند. همچنین نشان خواهیم داد، که کمینه انرژی لازم جهت سنتز هسته ^{296}Lv برابر با 205.17 MeV می‌باشد که مربوط به برخورد هسته‌های پرتابه و هدف تحت زوایای $(0^\circ - 0^\circ)$ می‌باشد. در خاتمه نیز احتمال باقی ماندن هسته‌های سنتز شده ^{293}Lv و ^{292}Lv بعد از گسیل سه و چهار نوترون از هسته‌های ^{296}Lv را محاسبه نموده و از مقایسه نتایج استخراج شده با داده‌های تجربی، نشان خواهیم داد که نتایج سطح مقطع تشکیل هسته‌های باقیمانده ^{293}Lv و ^{292}Lv به‌طور رضایت بخشی با داده‌های تجربی در توافق است.

کلیدواژگان: سنتز هسته‌های فوق سنگین، هم‌جوشی یون‌ها با هسته‌های سنگین، سد هم‌جوشی، جزیره پایداری، سطح مقطع هم‌جوشی

مقدمه

شده است. سنگین‌ترین هسته‌ای را که در طبیعت می‌توان از سنگ معدن آن استخراج نمود، هسته اورانیم با $Z = 92$ است. هسته‌های سنگین‌تر از اورانیم یا به عبارت دیگر هسته‌های فرا اورانیم را می‌توان به شکل مصنوعی سنتز نمود. اولین بار عناصر فرا اورانیم با اعداد اتمی بین ۹۲ تا ۱۰۰ را در واکنش‌های القایی پروتون یا در گیراندازی نوترون توسط اورانیم در پرتوافکنی

یکی از سؤال‌هایی که حداقل یک بار ذهن هر محقق را به خود معطوف می‌نماید، این است که عنصر نهایی جدول مندلیف چه عنصری می‌باشد، یا به عبارت دیگر چه تعداد عنصر شیمیایی را می‌توان در این جدول در نظر گرفت. این سؤال و در ادامه آن، نحوه پیدا نمودن عناصر جدید باعث به چالش کشیده شدن پژوهشگران رشته‌های مختلف به‌خصوص فیزیکدانان

*نویسنده مسئول: eslamizadeh@pgu.ac.ir

توسط راکتورهای هسته‌ای سنتز نموده‌اند. که نیمه عمرهای طولانی هسته‌های سنتز شده، این امکان را فراهم می‌نمود که دیگر محصولات واکنش، توسط روش‌های شیمیایی تفکیک گردند. سنگین‌ترین عنصری که با این شیوه سنتز گردیده، ایزوتوپ $^{257}_{100}\text{Fm}$ با نیمه عمر حدود ۱۰۰ روز می‌باشد. هسته‌های سنگین‌تر از Fm را نیز می‌توان در واکنش‌های همجوشی یون‌ها با هسته‌های سنگین تولید نمود. بایستی توجه داشت که سنتز هسته‌های سنگین‌تر از Fm که در هم‌جوشی یون‌ها با هسته‌های سنگین امکان پذیر می‌باشد، با سنتز هسته‌های سبک‌تر از Fm که به‌واسطه القاء نوترون به‌داخل هسته‌های سنگین خلق می‌گردند، بسیار متفاوت است. به‌دلیل اینکه طی گیراندازی یک نوترون که بار الکتریکی ندارد، انرژی برانگیختگی هسته مرکب تشکیل شده تقریباً به اندازه ۶-۸ MeV افزایش می‌یابد، در صورتی که فرآیند هم‌جوشی یون‌های سبک باردار نظیر هلیوم یا کربن با هسته‌های سنگین سبب افزایش انرژی برانگیختگی هسته مرکب تا حدود ۴۰ MeV می‌گردد. همچنین با افزایش عدد اتمی پرتابه، به انرژی‌های بیشتری جهت غلبه بر سد کولنی میان پرتابه و هدف نیاز است. که این منجر به افزایش بیشتر انرژی برانگیختگی هسته مرکب تشکیل شده می‌گردد. در فرآیند سنتز هسته‌های فوق سنگین، افزایش انرژی برانگیختگی بسیار مخرب می‌باشد. به‌دلیل اینکه با افزایش انرژی برانگیختگی هسته مرکب، احتمال واپاشی آن نیز افزایش می‌یابد. لازم به‌ذکر می‌باشد که بر اساس نتایج مدل قطره‌ای [۱]، ارتفاع سد شکافت برای هسته‌های با عدد اتمی ۱۰۵ و بزرگتر صفر می‌گردد. که این به مفهوم آن است که در مقابل شکافت این هسته‌ها هیچ سدی وجود ندارد، و در صورت سنتز شدن سریعاً از طریق کانال شکافت واپاشی نموده و به هسته‌های سبک‌تر تبدیل می‌گردند. لیکن براساس کارهای نظری و در نظر گیری اثرات پوسته‌ای، مشخص گردیده که ارتفاع سد شکافت در

حوالی پوسته‌های پر با اعداد جادویی جدید $Z = 114$ و $N = 184$ غیر صفر می‌باشد. به‌عبارت دیگر امکان سنتز هسته‌های فوق سنگین در حوالی این اعداد جادویی که به ناحیه جزیره پایداری معروف می‌باشد وجود دارد، اگر چه نیمه عمر این هسته‌ها کوتاه می‌باشند. نظریه جزیره پایداری، اولین بار توسط سیبرگ دانشمند آمریکایی و کاشف عنصر ۱۰۶ ارائه گردیده است [۲]. پایداری عناصر این جزیره که در امتداد خط پایداری در نظر گرفته می‌شوند، به‌علت وجود اعداد جادویی $Z = 114$ و $N = 184$ می‌باشد. باید توجه داشت که در برخی از واکنش‌های هسته‌ای، تعدادی از ایزوتوپ‌های عناصر این جزیره را می‌توان سنتز نمود. لیکن به‌علت کمبود نوترون در ساختار این هسته‌ها و کوچکتر بودن نیروی قوی هسته‌ای در مقابل نیروی کولنی، این هسته‌ها به سرعت واپاشی نموده و به هسته‌های سبک‌تر تبدیل می‌گردند. با توجه به این ویژگی به‌نظر می‌رسد عناصر جزیره پایداری دارای خصوصیات متفاوتی نسبت به هسته‌های دیگر باشند، به‌طوری‌که بتوان به‌طور مثال از آنها به‌عنوان سوخت‌های جدید در تولید انرژی استفاده نمود. بایستی توجه داشت که عوامل زیادی در فرآیند هم‌جوشی یون‌ها با هسته‌های سنگین مؤثر می‌باشند، که از آن جمله می‌توان به انرژی پرتابه، نوع هسته‌های پرتابه و هدف، تأثیر جهت گیری هسته‌های پرتابه و هدف حین فرآیند هم‌جوشی و سد در مقابل هم‌جوشی اشاره نمود [۳-۵]. لازم به‌ذکر است که تاکنون تحقیقات نظری زیادی در رابطه با سنتز هسته‌های سنگین و فوق سنگین انجام پذیرفته است [۶-۱۰] لیکن در اکثر موارد بدون در نظر گیری تأثیر جهت‌گیری‌های هسته‌های پرتابه و هدف بر فرآیند سنتز بوده است. به‌عبارت دیگر هم‌جوشی بین هسته‌های پرتابه و هدف تحت زوایای $(0^\circ - 90^\circ)$ در نظر گرفته شده است. در تحقیق حاضر قصد داریم امکان سنتز هسته‌های فوق سنگین لیورموریم، ^{296}Lv ،

به ذکر است که سد در مقابل هم‌جوشی در حالتی که پرتابه و هدف هر دو کرووی‌اند یا حداقل یکی از آنها کرووی باشد، نسبت به حالتی که هر دو غیر کرووی‌اند دارای ارتفاع کمتری است، که این به‌واسطه کاهش انرژی دافعه کولنی میان هسته‌های پرتابه و هدف می‌باشد. لذا در نظر‌گیری این ویژگی در انتخاب هسته‌های پرتابه و هدف، می‌تواند سبب تسهیل فرآیند هم‌جوشی آنها گردد. برای برآورد پتانسیل هسته‌ای می‌توان از پتانسیل وود-ساکسون یا پتانسیل همجواری استفاده نمود. در تحقیق حاضر قصد داریم، برای برآورد پتانسیل هسته‌ای از پتانسیل همجواری استفاده نمائیم. پتانسیل همجواری را می‌توان، برحسب دو تابع که یکی به‌شکل هسته و دیگری به کمینه فاصله بین سطوح هسته‌ها بستگی دارد، ارائه نمود [۱۲]

$$V_N = 4\pi\gamma\bar{R} b\Phi(s_0) \quad 2$$

در رابطه بالا b پارامتر کشش سطحی است که مقدار آن برابر 0.99 fm ، \bar{R} میانگین شعاع انحناء و γ ضریب انرژی سطحی است که مقدار آن را می‌توان برحسب رابطه زیر تعیین نمود [۱۲]

$$\gamma = 0.9517 \left(1 - 1.7826 \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right) \text{ MeVfm}^{-2} \quad 3$$

موقعیت یک نقطه روی سطح هسته در زاویه α نسبت به محور تقارن آن را می‌توان به‌شکل زیر برحسب هماهنگ‌های کرووی بسط داد [۱۲]

$$R_i(\alpha_i) = R_{0i} \left[1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda i} Y_{\lambda}^{(0)}(\alpha_i) \right] \quad 4$$

که $R_{0i} = 1.28A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8A_i^{-1/3}$ و $\beta_{\lambda i}$ ثابتهای تغییر شکل استاتیک هسته‌ها به‌ازاء $i=1,2$ ، و $\lambda=1,2,3,\dots$ می‌باشند. میانگین شعاع انحناء، \bar{R} ، را می‌توان برحسب رابطه زیر محاسبه نمود [۱۲].

به‌واسطه هم‌جوشی یون‌های ^{48}Ca با هسته‌های ^{248}Cm را مورد بررسی قرار دهیم. همچنین در چارچوب محاسبات نظری، اقدام به برآورد سد در مقابل هم‌جوشی یون‌های ^{48}Ca با هسته‌های ^{248}Cm نموده و تأثیر جهت‌گیری هسته‌های هدف را روی پارامترهای سد هم‌جوشی بررسی خواهیم نمود. در خاتمه نیز احتمال باقی‌ماندن هسته‌های سنتز شده را در چارچوب مدل آماری مورد بررسی قرار خواهیم داد.

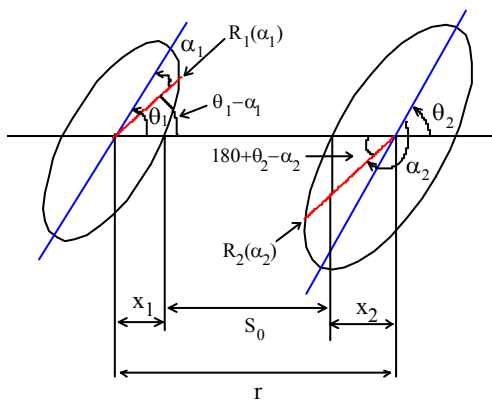
روش کار

یکی از کمیت‌هایی که نقش بسیار مهمی را در سنتز هسته‌های سنگین و فوق سنگین ایفا می‌نماید، سد در مقابل هم‌جوشی یا به تعبیر دیگر انرژی پتانسیل حین فرآیند هم‌جوشی هسته پرتابه با هسته هدف می‌باشد. شرط انجام فرآیند هم‌جوشی یک پرتابه با هسته هدف، این می‌باشد که پرتابه بتواند بر دافعه کولنی (سد کولنی) غلبه نموده و خود را به هسته هدف نزدیک نماید تا به‌واسطه نیروی قوی هسته‌ای جذب گردیده و هسته مرکب تشکیل گردد. سد در مقابل هم‌جوشی را می‌توان برحسب جمع انرژی‌های پتانسیل کولنی، V_C ، پتانسیل هسته‌ای، V_N ، و انرژی‌های بستگی هسته‌های پرتابه و هدف محاسبه نمود [۶]

$$V = -\sum_{i=1}^2 B_i(A_i, Z_i, \beta_{\lambda i}) + V_C(r, Z_i, \beta_{\lambda i}, \theta_i, \varphi) + V_N(r, A_i, \beta_{\lambda i}, \theta_i, \varphi) \quad 1$$

که در آن θ_1 و θ_2 زوایای محور تقارن هسته‌های پرتابه و هدف نسبت به راستای فرودی ذرات پرتابه و $\beta_{\lambda i}$ ثابت‌های تغییر شکل در هسته‌های پرتابه و هدف در حالت استاتیک (قبل از نزدیکی و برخورد هسته‌ها) می‌باشند [۱۱]. B_1 و B_2 انرژی‌های بستگی هسته‌های پرتابه و هدف در زمان برهم‌کنش می‌باشند. بایستی به این نکته توجه داشت که انرژی بستگی هسته‌های پرتابه و هدف در حالت عادی ثابت می‌باشند، لیکن در هنگام برهم‌کنش وابسته به شکل هسته‌ها هستند [۱۱]. لازم

همچنین باید به این نکته توجه داشت که تغییر شکل هسته‌های پرتابه و هدف هنگام برخورد دو هسته وابسته به نیروی کولنی و نیروی قوی هسته‌ای مبادله شده میان آنها می‌باشد و مقدار این نیروها در لحظه تماس هسته‌ها وابسته به زوایای برخورد (وضعیت توزیع ماده هسته‌ای در هسته‌های پرتابه و هدف در لحظه برخورد) می‌باشند.



شکل ۱. نمای کلی برخورد دو هسته غیر کرووی.

انرژی پتانسیل کولنی دو هسته غیر کرووی، با فرض اینکه صفحه تقارن آنها بر همدیگر منطبق باشند را می‌توان برحسب رابطه زیر برآورد نمود [۱۳]

$$V_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + 3Z_1 Z_2 e^2 \sum_{\lambda, i=1,2} \frac{1}{2\lambda+1} \frac{R_i^\lambda(\alpha_i)}{r^{\lambda+1}} \times Y_\lambda^{(0)}(\theta_i) \left[\beta_{\lambda i} + \frac{4}{7} \beta_{\lambda i}^2 Y_\lambda^{(0)}(\theta_i) \right] \quad ۹$$

سطح مقطع سنتز یک هسته را می‌توان برحسب سطح مقطع جزئی گیراندازی پرتابه توسط هسته هدف، σ_c ، احتمال تشکیل هسته مرکب، P_{CN} ، و احتمال تشکیل هسته نهایی بعد از گسیل ذرات سبک نظیر n, p, α, γ از هسته مرکب، P_{ER} ، تعیین نمود [۱۴، ۱۵]

$$\sigma_{ER}(E) = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_c(E, l) P_{CN}(E, l) P_{ER}(E^*, J) \quad ۱۰$$

سطح مقطع گیراندازی جزئی یک پرتابه با انرژی جنبشی E و اندازه حرکت زاویه‌ای l ، توسط هسته

$$\frac{1}{\bar{R}^2} = \frac{1}{R_{11}R_{12}} + \frac{1}{R_{21}R_{22}} + \left[\frac{1}{R_{11}R_{21}} + \frac{1}{R_{12}R_{22}} \right] \sin^2 \phi + \left[\frac{1}{R_{11}R_{22}} + \frac{1}{R_{21}R_{12}} \right] \cos^2 \phi \quad ۵$$

که زاویه سمتی بین سطوح انحنای دو هسته می‌باشد. مقادیر کمیت‌های $R_{12}(\alpha_i)$ و $R_{11}(\alpha_i)$ در نقطه تماس دو هسته محاسبه می‌گردند را می‌توان برحسب روابط زیر ارائه نمود [۱۲]:

$$R_{i1}(\alpha_i) = \frac{[R_i^2(\alpha_i) + R_i'^2(\alpha_i)]^{3/2}}{R_i^2(\alpha_i) + 2R_i'^2(\alpha_i) - R_i(\alpha_i)R_i''^2(\alpha_i)}$$

$$R_{i2}(\alpha_i) = \frac{R_i(\alpha_i) \sin \alpha_i}{\cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha_i - \delta_i\right)} \quad ۶$$

در روابط بالا R_i' و R_i'' به ترتیب مشتقات اول و دوم R_i و مقادیر $\delta_1 = \theta_1 - \alpha_1$ و $\delta_2 = 180 + \theta_2 - \alpha_2$ می‌باشند. مقدار تابع $\Phi(s_0)$ را نیز می‌توان برحسب رابطه ارائه شده در مرجع [۱۲] به شکل زیر در نظر گرفت

$$\Phi(s_0) = \begin{cases} \frac{-1}{2}(s_0 - 2.54)^2 - 0.852(s_0 - 2.54)^3 & \text{for } s_0 \leq 1.2511 \\ -3.437 \exp\left(\frac{-s_0}{0.75}\right) & \text{for } s_0 > 1.2511 \end{cases} \quad v$$

s_0 فاصله بین نقاط تماس دو هسته قبل از برخورد می‌باشد، که آنرا می‌توان بنا به شکل ۱ به صورت زیر تعیین نمود [۱۲]

$$s_0 = r - X_1 - X_2 \quad ۸$$

$$X_1 = R_1(\alpha_1) \cos(\theta_1 - \alpha_1)$$

$$X_2 = R_2(\alpha_2) \cos(180 + \theta_2 - \alpha_2)$$

لازم به ذکر می‌باشد که R در رابطه ۴ موقعیت یک نقطه روی سطح هسته در زاویه α نسبت به محور تقارن را ارائه می‌نماید لیکن \bar{R} که به وسیله رابطه ۵ ارائه گردیده میانگین شعاع انحناء در سطح تماس هسته‌های پرتابه و هدف در هنگام برخورد می‌باشد.

باقیمانده بعد از گسیل x نوترون و N تابش گاما از هسته مرکب تشکیل شده را می‌توان به شکل زیر برآورد نمود [۱۳]:

$$P_{ER} = \int_0^{E_0^* - E_n^{sep(1)}} \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{tot}}(E_0^*, J_0) \times P_n(E_0^*, e_1) de_1 \times \int_0^{E_1^* - E_n^{sep(2)}} \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{tot}}(E_1^*, J_1) P_n(E_1^*, e_2) de_2 \dots \times \int_0^{E_{x-1}^* - E_n^{sep(x)}} \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{tot}}(E_{x-1}^*, J_{x-1}) P_n(E_{x-1}^*, e_x) de_x \times G_{N\gamma}(E_x^*, J_x \rightarrow g.s.) \quad 12$$

که $E_n^{sep(k)}$ و e_k به ترتیب انرژی بستگی و انرژی جنبشی نوترون k ام تابش شده از هسته مرکب می‌باشند. انرژی برانگیختگی هسته مرکب، بعد از خروج نوترون k ام را می‌توان برحسب رابطه $E_k^* = E_0^* - \sum_{i=1}^k [E_n^{sep(i)} + e_i]$ اینک نوترون گسیلی از هسته دارای انرژی جنبشی e باشد را نیز می‌توان برحسب رابطه $P_n(E^*, e) = c\sqrt{e} \exp[-e/T(E^*)]$ تعیین کرد. که در این رابطه T دمای هسته و c ضریب بهنجارش می‌باشد که برحسب شرط $\int_0^{E_0^* - E_0^{sep}} P_n(E^*, e) de = 1$ تعیین می‌گردد. در رابطه ۱۲، Γ_n پهنای خروج نوترون و Γ_{tot} پهنای واپاشی کل می‌باشد که از جمع پهنای جزئی خروج نوترون، Γ_n ، تابش گاما، Γ_γ ، و پهنای شکافت، Γ_f ، قابل تعیین می‌باشد. همچنین کمیت G احتمال این است که هسته بعد از تابش x نوترون، مابقی انرژی برانگیختگی و اسپین خود را با گسیل N تابش گاما از دست داده و به حالت پایه دست یابد. کمیت G را می‌توان برحسب پهنای جزئی گاما و پهنای واپاشی کل به شکل زیر تعیین نمود [۱۳]:

$$G(E^*, J \rightarrow g.s.) = \prod_{i=1}^N \frac{\Gamma_\gamma(E_i^*, J_i)}{\Gamma_{tot}(E_i^*, J_i)} \quad 13$$

اسپین و انرژی هسته مرکب، بعد از تابش گامای i ام را

هدف را می‌توان برحسب رابطه زیر محاسبه نمود [۱۳]:

$$\sigma_c(E, l) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} (2l + 1) T(E, l) \quad 11$$

که در رابطه بالا μ جرم کاهیده سیستم و $T(E, l)$ احتمال نفوذ پرتابه در سد کولنی می‌باشد، که آنرا می‌توان برحسب روش ارائه شده در مرجع [۱۳] با در نظرگیری سد هم‌جوشی تعیین نمود. باید توجه داشت که تعیین احتمال تشکیل هسته مرکب در فرآیندهای هم‌جوشی یونها با هسته‌های سنگین کار دشواری است. به دلیل اینکه تشکیل هسته مرکب وابسته به نوع هسته‌های پرتابه و هدف، انرژی واکنش، پارامتر برخورد پرتابه و زوایای برخورد هسته‌های پرتابه و هدف در لحظه برخورد می‌باشد. لیکن بنا به مدل آماری استاندارد در توصیف فرآیندهای هم‌جوشی [۱]، می‌توان در برخی موارد مقدار آنرا برای سادگی برابر با یک فرض نمود. که این فرض زمانی برآورده می‌گردد که هسته‌های پرتابه و هدف، هسته‌هایی با پارامترهای شکافت‌پذیری نه چندان بزرگ باشند. همچنین انرژی پرتابه به گونه‌ای انتخاب گردد که فرآیند هم‌جوشی در نزدیکی لبه سد هم‌جوشی انجام پذیرد، تا احتمال رویداد فرآیند شبه شکافت که با فرآیند هم‌جوشی در رقابت می‌باشد تقریباً برابر با صفر گردد. در چنین حالتی احتمال تشکیل هسته مرکب را می‌توان تقریباً برابر با یک فرض نمود. احتمال بقاء هسته مرکب سنتز شده بعد از گسیل ذرات را، می‌توان در چارچوب مدل آماری ارائه شده در مراجع [۱۸-۱۶] برآورد نمود. بایستی به این نکته اشاره نمود که هسته مرکب سنتز شده جهت تخلیه انرژی، مدهای خروج نوترون و تابش گاما را نسبت به خروج ذرات باردار (به دلیل عدم وجود سد کولنی در مقابل خروج آنها) بیشتر ترجیح می‌دهد. لذا جهت برآورد احتمال تشکیل هسته نهایی، می‌توان فقط خروج نوترون و تابش گاما را جهت تخلیه انرژی هسته‌های مرکب در نظر گرفت. احتمال تشکیل هسته

$$\Gamma_f^{BW} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho_{CN}(E^*)} \int_0^{E^*-B_f} \rho_{sad}(E^* - B_f - \varepsilon) d\varepsilon \quad ۱۷$$

که ρ_{gs} و ρ_{sp} به ترتیب چگالی حالت‌ها در نقطه زینی و حالت زمینه هسته مرکب می‌باشند. در محاسبات، چگالی حالت‌های یک هسته را می‌توان با در نظر گیری اثرات چرخشی و ارتعاشی آنرا به شکل زیر برآورد نمود [۲۱،۲۲]:

$$\rho(E^*, J) = K_{rot} K_{vib} \rho_{int}(E^*, J) \quad ۱۸$$

$$\rho_{int} = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}\sigma_{eff}^3 (a(A, E^* - E_c)(E^* - E_c)^5)^{1/4}} \times \exp\left\{2\sqrt{a(A, E^* - E_c)(E^* - E_c) - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma_{eff}^2}}\right\} \quad ۱۹$$

کمیت‌های σ_{eff}^2 ، K_{rot} و K_{vib} در روابط ۱۸ و ۱۹ را می‌توان برحسب روابط زیر تعیین نمود [۲۱،۲۲]:

$$\sigma_{eff}^2 = \begin{cases} \mathfrak{I}_\perp^{2/3} \mathfrak{I}_\parallel^{1/3} \sqrt{(E^* - E_c)/A} & \text{for axial deformed nuclei} \\ \mathfrak{I}_\parallel \sqrt{(E^* - E_c)/A} & \text{for spherical nuclei} \end{cases} \quad ۲۰$$

$$K_{rot} = \begin{cases} \mathfrak{I}_\perp \sqrt{(E^* - E_c)/A} & \text{for axial deformed nuclei} \\ 1 & \text{for spherical nuclei} \end{cases} \quad ۲۱$$

$$K_{vib} = \exp\left[0.055 A^{2/3} (E^* - E_c)^{4/3} / a^{4/3}\right] \quad ۲۲$$

در روابط بالا E_c انرژی جفت‌شدگی می‌باشد، که مقدار آنرا می‌توان برابر با ۲/۴، ۱/۲ و صفر مگا الکترون ولت برای هسته‌های به ترتیب با عدد جرمی زوج، فرد و هسته‌های فرد-فرد در نظر گرفت. \mathfrak{I}_\perp و \mathfrak{I}_\parallel به ترتیب ممان اینرسی‌های به موازات و عمود بر محور تقارن هسته می‌باشند، که برحسب روابط زیر قابل برآورد می‌باشند [۲۱،۲۲]:

می‌توان برحسب روابط $J_i = J - (i-1)$ و $E_i^* = E^* - (i-1) \langle e_\gamma \rangle$ تعیین نمود. کمیت $\langle e_\gamma \rangle$ میانگین انرژی تابش گامای گسیلی از هسته مرکب می‌باشد، که مقدار آنرا می‌توان در بازه MeV ۰٫۱-۲٫۰ در نظر گرفت.

پهنای خروج نوترون را می‌توان برحسب رابطه ارائه شده در مرجع [۱۶] به شکل زیر برآورد کرد

$$\Gamma_n = (2s_n + 1) \frac{m_n}{\pi^2 \hbar^2 \rho_c(E^*)} \int_0^{E^*-B_n} d\varepsilon_n \times \rho_R(E^* - B_n - \varepsilon_n) \varepsilon_n \sigma_{inv}(\varepsilon_n) \quad ۱۴$$

که S_n اسپین نوترون خروجی، m_n جرم نوترون، B_n انرژی بستگی نوترون، ρ_c و ρ_R نیز به ترتیب چگالی حالت‌های هسته مرکب و هسته باقیمانده می‌باشند. در محاسبات جهت برآورد سطح مقطع معکوس، σ_{inv} می‌توان از تابع ارائه شده در مرجع [۱۶] استفاده نمود. پهنای تابش گامای خروجی از هسته را نیز می‌توان برحسب رابطه زیر تعیین نمود [۱۹]:

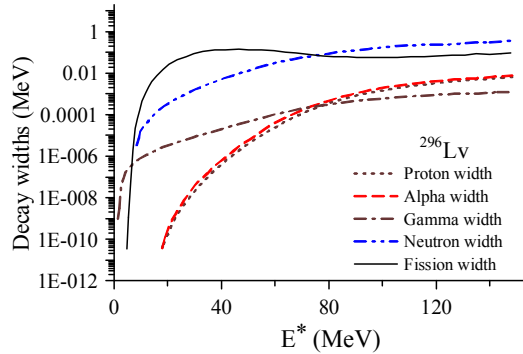
$$\Gamma_\gamma \cong \frac{3}{\rho_c(E^*)} \int_0^{E^*} d\varepsilon \rho_c(E^* - \varepsilon) f(\varepsilon) \quad ۱۵$$

در رابطه بالا ε انرژی تابش گامای خروجی از هسته می‌باشد. تابع $f(\varepsilon)$ را نیز می‌توان بنا به مرجع [۱۹] به شکل زیر در نظر گرفت:

$$f(\varepsilon) = \frac{4}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1+k}{mc^2} \frac{NZ}{A} \frac{\Gamma_G \varepsilon^4}{(\Gamma_G \varepsilon)^2 + (\varepsilon^2 - E_G^2)^2} \quad ۱۶$$

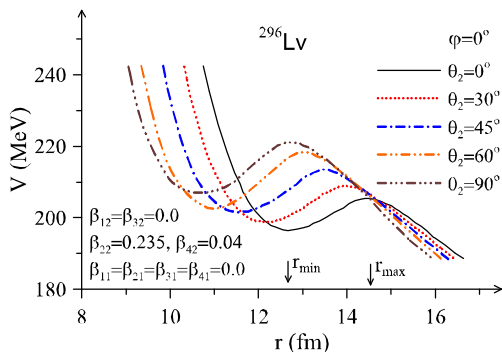
در رابطه فوق e بار پروتون، c سرعت نور، m جرم پروتون و Z, A و N به ترتیب اعداد جرمی، اتمی و عدد نوترونی هسته می‌باشند. همچنین در رابطه ۱۶ $E_G = 80A^{-1/3}$ و Γ_G و k را نیز می‌توان بنا به مرجع [۲۰] به ترتیب برابر ۵ و ۰٫۷۵ در نظر گرفت. برای محاسبه پهنای شکافت یک هسته نیز می‌توان از رابطه بوهر-ویلر [۱] استفاده نمود:

ذرات باردار می‌باشد، که این به دلیل عدم وجود سد کولنی در مقابل خروج نوترون از هسته می‌باشد.



شکل ۳. پهنای‌های مختلف واپاشی برای هسته ^{296}Lv برحسب انرژی برانگیختگی.

در شکل ۴ نتایج محاسبات سد همجوشی در فرآیند هم‌جوشی ^{48}Ca با ^{248}Cm ، برحسب فاصله جدایی و زوایای مختلف برخورد بین پرتابه و هدف ارائه گردیده است. لازم به ذکر است که در محاسبه سد همجوشی ^{48}Ca با ^{248}Cm با توجه به شکل کروی ^{48}Ca زاویه θ_1 برابر صفر لحاظ گردیده شد. همچنین فرض گردید که صفحه تقارن هر دو هسته حین فرآیند برخورد بر هم منطبق بوده به طوری که $\varphi = 0^\circ$ باشد. در شکل ۴ مشخص می‌باشد که پارامترهای سد هم‌جوشی یعنی ارتفاع قله و موقعیت آن وابسته به جهت‌گیری هسته هدف طی فرآیند هم‌جوشی می‌باشد.



شکل ۴. سد در مقابل همجوشی ^{48}Ca با ^{248}Cm ، برحسب فاصله جدایی و جهت‌گیری‌های مختلف هسته هدف. Γ_{\min} و Γ_{\max} به ترتیب موقعیت قله سد هم‌جوشی در زوایای برخورد $(0-90)$ و $(0-0)$ را نشان می‌دهند.

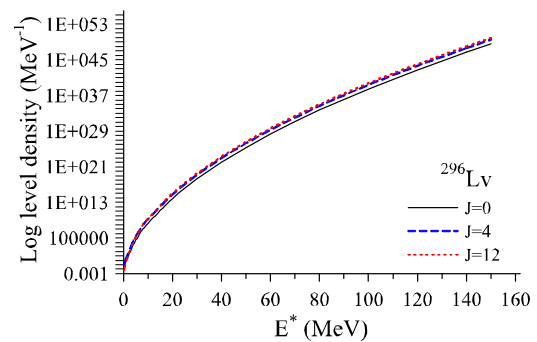
$$\begin{aligned} \mathfrak{S}_{\parallel} &= 6m^2 \sqrt{a(E^* - E_c)}(1 - 2/3\varepsilon_0) / \pi^2 \\ \mathfrak{S}_{\perp} &= 2/5m_0 r_0^2 A^{5/3} (1 + 1/3\varepsilon_0) \end{aligned} \quad (23)$$

در روابط بالا $\overline{m^2} \approx 0.24A^{2/3}$ و m_0 و r_0 نیز به ترتیب جرم و شعاع هسته می‌باشند. پارامتر ε_0 را نیز می‌توان برحسب پارامتر تغییر شکل هسته، β ، به شکل زیر تعیین نمود [۲۱، ۲۲]:

$$\varepsilon_0 = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta / \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta\right) \quad (24)$$

نتایج و بحث نتایج

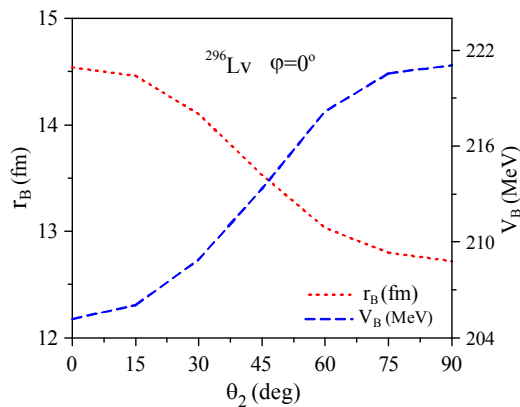
در شکل ۲ نتایج محاسبات چگالی حالت‌ها برای هسته ^{296}Lv وابسته به انرژی برانگیختگی و به‌ازاء مقادیر مختلف اسپین ارائه گردیده است.



شکل ۲. چگالی حالت‌های هسته ^{296}Lv برحسب انرژی برانگیختگی و مقادیر مختلف اسپین.

از شکل ۲ مشخص است که چگالی حالت‌های هسته با افزایش انرژی برانگیختگی آن شدیداً افزایش می‌یابد. در شکل ۳ نتایج پهنای‌های مختلف واپاشی محاسبه شده، برای هسته ^{296}Lv برحسب انرژی برانگیختگی ارائه گردیده است. در شکل ۳ مشخص است که انرژی آستانه تابش گاما کمتر از انرژی آستانه خروج ذرات دیگر می‌باشد که این به واسطه عدم وجود انرژی بستگی فوتون‌ها به هسته می‌باشد. همچنین مشخص می‌باشد که احتمال خروج نوترون همواره بزرگتر از خروج

تغییرات ارتفاع و موقعیت قله سد همجوشی ^{296}Lv برحسب جهت‌گیری‌های مختلف هسته هدف ارائه گردیده است. در شکل ۵ مشخص می‌باشد، که با افزایش زاویه هسته‌های هدف ارتفاع سد همجوشی افزایش و مقدار پارامتر مربوط به موقعیت قله سد کاهش می‌یابد.



شکل ۵. تغییرات ارتفاع و موقعیت قله سد همجوشی ^{296}Lv برحسب جهت‌گیری‌های مختلف هسته هدف.

در خاتمه، در چارچوب مدل آماری [۱۶-۱۸] اقدام به برآورد سطح مقطع باقی ماندن هسته‌های سنتز شده بعد از گسیل سه و چهار نوترون از هسته‌های ^{296}Lv نموده‌ایم. در شکل ۶ نتایج محاسبات سطح مقطع باقی ماندن هسته‌های سنتز شده ^{296}Lv بعد از گسیل سه و چهار نوترون با داده‌های تجربی مقایسه گردیده‌اند. در محاسبات جهت برآورد سطح مقطع باقی ماندن هسته‌های مرکب سنتز شده، یک مجموعه شامل 10° هسته مرکب با ویژگی‌های کاملاً مشابه در نظر گرفته شد و با میانگین‌گیری روی نتایج محاسبات سطح مقطع، به‌ازاء مقادیر مختلف پارامتر برخورد و همچنین به‌ازاء جهت‌گیری‌های مختلف هسته‌های هدف مقادیر سطح مقطع برای هسته ^{296}Lv تعیین گردید

در جدول ۱ نتایج مربوط به ارتفاع و موقعیت قله سد همجوشی برای فرآیند همجوشی ^{48}Ca با ^{248}Cm به‌ازاء جهت‌گیری‌های مختلف هسته هدف ارائه گردیده است.

جدول ۱. پارامترهای ارتفاع و موقعیت قله سد همجوشی طی فرآیند همجوشی ^{48}Ca با ^{248}Cm به‌ازاء جهت‌گیری‌های مختلف هسته هدف.

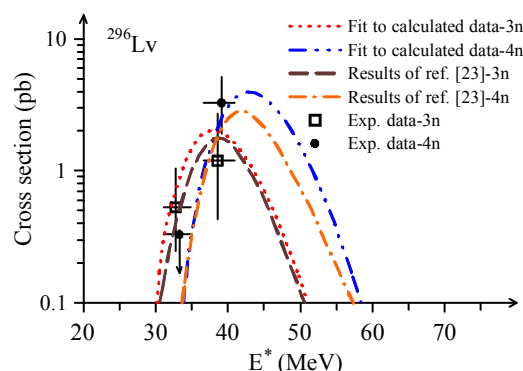
$(\theta_1^\circ - \theta_2^\circ)$	r_B (fm)	V_B (MeV)
(۰-۰)	۱۴٫۵۴	۲۰۵٫۱۷
(۰-۱۵)	۱۴٫۴۶	۲۰۶٫۰۴
(۰-۳۰)	۱۴٫۱۰	۲۰۸٫۹۰
(۰-۴۵)	۱۳٫۵۳	۲۱۳٫۳۳
(۰-۶۰)	۱۳٫۰۳	۲۱۸٫۱۸
(۰-۷۵)	۱۲٫۸۰	۲۲۰٫۵۵
(۰-۹۰)	۱۲٫۷۲	۲۲۱٫۰۵

از مقایسه پارامترهای سد همجوشی در زوایای مختلف برخورد می‌توان نتیجه گرفت که کمترین ارتفاع سد همجوشی مربوط به زوایای برخورد (۰-۰) و بیشترین ارتفاع مربوط به زوایای برخورد (۰-۹۰) می‌باشند. همچنین می‌توان نتیجه گرفت که حداقل مقدار انرژی لازم برای خلق هسته‌های فوق سنگین ^{296}Lv مربوط به برخورد تحت زوایای (۰-۰) می‌باشد، که ارتفاع سد همجوشی دارای کمترین مقدار ممکن می‌باشد. البته انتظار چنین نتایجی با توجه به وضعیت توزیع ماده هسته‌ای در هنگام تماس دو هسته طی برخوردهای (۰-۰) و (۰-۹۰) را می‌توان داشت. در شکل ۱ با توجه به وضعیت توزیع ماده هسته‌ای در برخوردهای تحت زوایای (۰-۰) و (۰-۹۰) مشخص می‌باشد که مقادیر نیروهای قوی هسته‌ای و دافعه کولنی مبادله شده تحت زوایای برخورد (۰-۰) بایستی کمتر از برخورد تحت زوایای (۰-۹۰) باشند. لذا می‌توان انتظار داشت که سد همجوشی در برخورد (۰-۰) پایین‌تر از برخورد (۰-۹۰) و همچنین موارد دیگر برخورد باشد. در شکل ۵

به‌ازاء یک مقدار مشخص انرژی پرتابه، مقدار انرژی برانگیختگی هسته مرکب برای برخورد (۰-۰) بیشترین مقدار را نسبت به موارد دیگر برخورد دارد. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که در برخورد (۰-۰)، احتمال سرد شدن هسته مرکب به‌واسطه خروج ذرات بایستی کمتر از موارد دیگر باشد. به‌عبارت دیگر با افزایش انرژی برانگیختگی هسته مرکب، احتمال شکافت افزایش و احتمال باقی ماندن آن کاهش می‌یابد. به‌همین دلیل نتایج سطح مقطع باقی ماندن هسته‌های ^{296}Lv که در این مقاله با میانگین‌گیری روی زوایای مختلف برخورد ارائه گردیده مقداری بالاتر از نتایج محاسبه شده در مرجع [۲۳] قرار گرفته است و در نتیجه به‌طور مناسب‌تری با داده‌های تجربی در توافق می‌باشند. از نتایج به‌دست آمده می‌توان دریافت که در چارچوب مدل آماری به‌کار برده شده، می‌توان به‌طور رضایت بخشی نتایج داده‌های تجربی مربوط به سطح مقطع باقی ماندن هسته‌های سنتز شده ^{296}Lv را بعد از گسیل سه و چهار نوترون باز تولید نمود.

نتیجه‌گیری

از نتایج استخراج شده برای سد هم‌جوشی یون‌های ^{48}Ca با هسته‌های ^{248}Cm می‌توان نتیجه گرفت که پارامترهای سد هم‌جوشی یون‌های ^{48}Ca با هسته‌های سنگین ^{248}Cm شدیداً وابسته به جهت‌گیری فضایی هسته‌های ^{248}Cm حین فرآیند هم‌جوشی می‌باشند. برحسب نتایج به‌دست آمده، نشان داده شد که کمترین ارتفاع سد هم‌جوشی مربوط به برخورد (۰-۰) و بیشترین ارتفاع مربوط به برخورد تحت زوایای (۰-۹۰) می‌باشد. نشان داده شد که ارتفاع سد هم‌جوشی در برخورد (۰-۰) برابر 205.17 MeV و در برخورد تحت زوایای (۰-۹۰) برابر با 221.50 MeV می‌باشد. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که کمینه انرژی لازم برای سنتز هسته ^{296}Lv به‌واسطه هم‌جوشی ^{48}Ca با ^{248}Cm برابر با 205.17 MeV می‌باشد. همچنین نشان داده شد



شکل ۶. سطح مقطع سنتز هسته‌های ^{293}Lv و ^{292}Lv بعد از گسیل سه و چهار نوترون از هسته‌های ^{296}Lv وابسته به انرژی برانگیختگی. داده‌های تجربی از مرجع [۲۴] اخذ گردیده‌اند.

در شکل ۶ مشخص می‌باشد که با افزایش انرژی برانگیختگی هسته مرکب سنتز شده، در ابتدا سطح مقطع تشکیل هسته ^{293}Lv به‌واسطه خروج سه نوترون از هسته ^{296}Lv افزایش یافته و بیشینه می‌گردد. سپس سطح مقطع تشکیل هسته ^{292}Lv به‌واسطه خروج چهار نوترون از هسته ^{296}Lv افزایش می‌یابد. که این به‌دلیل آن می‌باشد که با افزایش انرژی برانگیختگی، امکان گسیل تعداد بیشتر نوترون توسط هسته مرکب امکان‌پذیر می‌گردد. در شکل ۶ جهت مقایسه همچنین نتایج سطح مقطع سنتز هسته‌های ^{293}Lv و ^{292}Lv که توسط مؤلفین مرجع [۲۳] محاسبه گردیده‌اند، ارائه شده است. لازم به‌ذکر می‌باشد که در مرجع [۲۳] مؤلفین جهت برآورد احتمال سنتز هسته‌های ^{293}Lv و ^{292}Lv فقط هم‌جوشی تحت زوایای (۰-۰) را بین هسته‌های ^{48}Ca و ^{248}Cm در نظر گرفته‌اند. در شکل ۶ مشخص است که در نظر گیری تأثیر جهت‌گیری‌های مختلف هسته‌های هدف، سبب برآورد بیشتر احتمال سنتز هسته‌های ^{293}Lv و ^{292}Lv بعد از گسیل سه و چهار نوترون از هسته‌های مرکب ^{296}Lv گردیده است، که این را می‌توان به‌شکل زیر تفسیر نمود، همان‌گونه که در شکل ۴ مشخص می‌باشد، کف چاه سد هم‌جوشی در برخورد (۰-۰) پایین‌تر از موارد دیگر است. لذا

[8] R. Smolańczuk, Formation of super heavy elements in cold fusion reactions, *Physical Review C* **63** (2001) 044607.

[9] V.I. Zagrebaev, Y.T. Oganessian, M.G. Itkis, W. Greiner, Super heavy nuclei and quasi-atoms, *Physical Review C* **73** (2001) 031602.

[10] V.I. Zagrebaev, W. Greiner, Synthesis of super heavy nuclei: A search for new production reactions, *Physical Review C* **78** (2008) 034610.

[11] P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **59** (1995) 185-381.

[12] R.K. Gupta, N. Singh, M. Mahnhas, Generalized proximity potential for deformed, oriented nuclei, *Physical Review C* **70** (2004) 034608.

[13] V.I. Zagrebaev, Y. Aritomo, M.G. Itkis, Y.T. Oganessian, Synthesis of super heavy nuclei: How accurately can we describe it and calculate the cross sections?, *Physical Review C* **65** (2000) 014607.

[14] G.G. Admian, N.V. Antonenko, W. Scheid, Isotopic dependence of fusion cross sections in reactions with heavy nuclei, *Nuclear Physics A* **678** (2000) 24-38.

[15] A.S. Zubov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, S.P. Ivanova, W. Scheid, Competition between evaporation channels in neutron deficient nuclei, *Physical Review C* **68** (2003) 014616.

[16] M. Blann, Decay of deformed and super deformed nuclei formed in heavy ion reactions, *Physical Review C* **21** (1980) 1770-1782.

[17] J.R. Grover, J. Gilat, De-excitation of highly excited nuclei, *Physical Review* **157** (1967) 802-813.

[18] R.G. Stokstad, J. Gomez del Campo, J.A. Biggerstaff, A.H. Snell, P.H. Stelson, Fusion of $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ at energies up to 178 MeV, *Physical Review Letter* **36** (1976) 1529-1976.

[19] J.E. Lynn, *The theory of neutron resonance reactions*, Clarendon, Oxford, (1968) 325.

[20] V.G. Nedoresov, Yu.N. Ranyuk, *Fotodelenie yader za gigantskim rezonansom*, Kiev, Naukova Dumka, (1989).

که داده‌های تجربی سطح مقطع باقی ماندن هسته‌های سنتز شده ^{296}Lv را می‌توان به‌طور رضایت بخشی در چارچوب مدل آماری و با در نظر گرفتن تأثیر جهت گیرهای مختلف هسته‌های هدف باز تولید نمود. علاوه بر این نشان داده شد که در نظرگیری تأثیر جهت‌گیری‌های مختلف هسته‌های هدف در برآورد سطح مقطع باقی ماندن هسته‌های سنتز شده ^{293}Lv و ^{292}Lv بعد از گسیل سه و چهار نوترون از هسته‌های مرکب ^{296}Lv سبب باز تولید مناسب‌تر داده‌های تجربی نسبت به حالتی می‌گردد که فقط برخوردها تحت زوایای (۰-۰) در نظر گرفته شده باشد [۲۳].

مراجع

[1] N. Bohr, J.A. Wheeler, The mechanism of nuclear fission, *Physical Review* **56** (1939) 426-450.

[2] K.S. Krane, *Introductory nuclear physics*, John Wiley & Sons, New York, (1988).

[3] R.K. Gupta, M. Balasubramaniam, R. Kumar, N. Singh, M. Manhas, W. Greiner, Optimum orientations of deformed nuclei for cold synthesis of super heavy elements and the role of higher multi pole deformations, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **31** (2005) 631-644.

[4] D. Jain, R. Kumar, M.K. Sharma, Effect of deformation and orientation on interaction barrier and fusion cross-sections using various proximity potentials, *Nuclear Physics A* **915** (2013) 106-124.

[5] O.N. Ghodsi, V. Zanganeh, Calculation of the total potential between two deformed heavy ion nuclei using the Monte Carlo method and M3Y nucleon-nucleon forces, *Physical Review C* **79** (2009) 044604.

[6] V.I. Zagrebaev, New approach to description of fusion-fission dynamics in super heavy element formation, *Journal of Nuclear and Radiochemical Sciences* **3** (2002) 13-16.

[7] E.A. Cherepanov, The analysis of reactions leading to synthesis of super heavy elements within the dinuclear system concept, *Pramana – Journal of Physics* **53** (1999) 619-630.

tours symposium on nuclear physics, edited by M. Arnould, M. Lewitowicz, G. Münzenberg, H. Akimune, M. Ohta, H. Utsunomiya, T. Wada, T. Yamagata, *AIP Conference Proceeding No. 704* (AIP, Melville, NY, 2004) 31.

[24] Y.T. Oganessian et al., Measurements of cross sections and decay properties of the isotopes of elements 112, 114 and 116 produced in the fusion reactions $^{233,238}\text{U}$, ^{242}Pu , and $^{248}\text{Cm}+^{48}\text{Ca}$, *Physical Review C* **70** (2000) 064609.

[21] A.V. Ignatyuk, *Statistical properties of excited nuclei*, Energoatomizdat, Moscow, (1983).

[22] A.V. Ignatyuk, K.K. Istekov, G.N. Smirenkin, Role of collective effects in the systematics of nuclear level densities, *Soviet Journal of Nuclear Physics* **29** (1979) 450-454.

[23] V.I. Zagrebaev, Fusion-fission dynamics of super-heavy element formation and decay, in

Studying fusion process of ions with heavy nuclei in the framework of statistical model for synthesis of super-heavy nuclei

Hadi Eslamizadeh^{1,*}, Mahsa Pirpour²

¹Department of Physics, Faculty of Science, Persian Gulf University, Boushehr, Iran

²Fars Education Office, Fars, Iran

Received: 29.04.2015 Final revised: 30.10.2016 Accepted: 01.03.2017

Abstract

The present study investigated nuclear fusion of ^{48}Ca ions with ^{248}Cm nuclei for synthesizing the super heavy nuclei ^{296}Lv located in the island of stability. We estimate the fusion barrier against ^{48}Ca and ^{248}Cm nuclei in the framework of the theoretical calculations and investigate the influence of the direction of target nuclei on the parameters of the fusion barrier. Furthermore, we show that the minimum energy for synthesizing ^{296}Lv is equal to 205.17 MeV which is relevant to the collision between the projectile and target nuclei under orientations ($0^\circ - 0^\circ$). Finally, in the framework of the statistical model we estimate the evaporation residue cross-section for ^{293}Lv and ^{292}Lv nuclei after emission of three and four neutrons from ^{296}Lv nuclei and we show that the results are in good agreement with the experimental data.

Keywords: Synthesis of super heavy nuclei, fusion of ions with heavy nuclei, fusion barrier, island of stability, fusion cross-section

*Corresponding Author: eslamizadeh@pgu.ac.ir