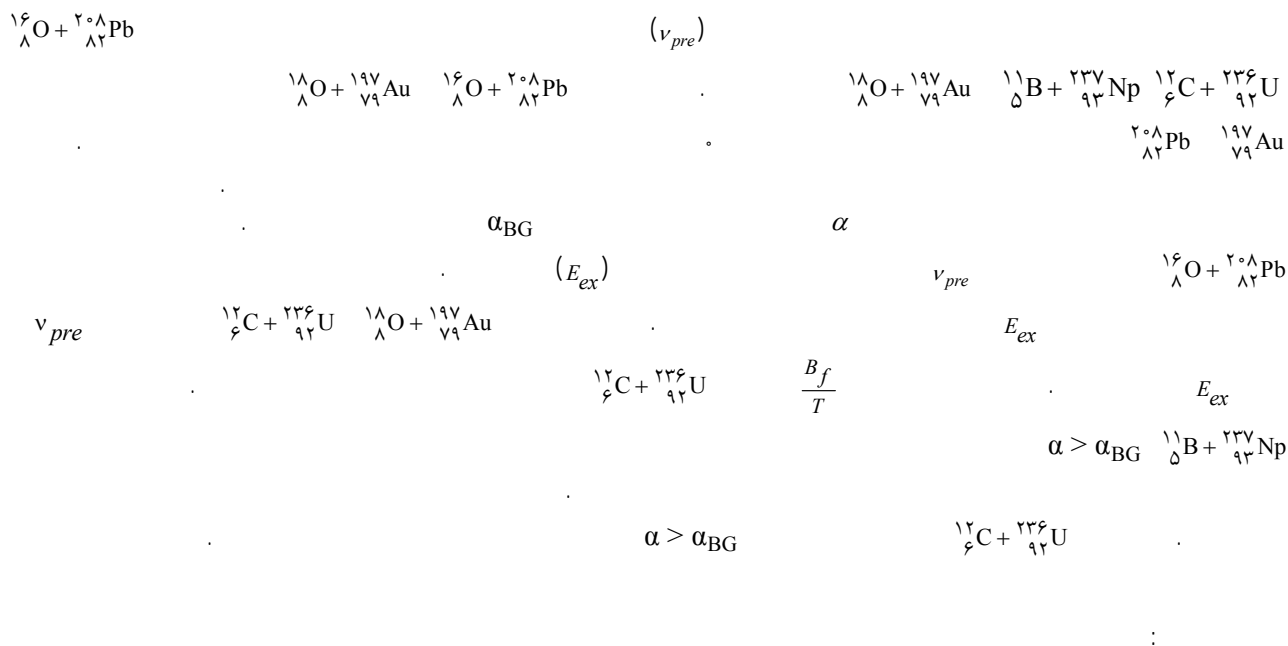


s.soheyli@basu.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۹۰/۷/۲۵؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۱/۴/۲۱)



از رسیدن این هسته به نقطه زینی ( $\tau_{pre}$ ) و مدت زمان رسیدن هسته مرکب از نقطه زینی تا نقطه انقطاع ( $\tau_{post}$ ) می باشد. تفکیک زمان های  $\tau_{pre}$  و  $\tau_{post}$  از طریق روش های آزمایشگاهی کاری بسیار دشوار و حساس می باشد. به همین علت معلوم بودن  $v_{pre}$  در تخمین زمان  $\tau_{pre}$  ضرورت حیاتی

بررسی تعداد ذرات گسیلی قبل از شکافت هسته مرکبی که در واکنش های شکافت القایی با یون های سنگین تشکیل می شود به ما کمک می کند بازه زمانی شکافت هسته مرکب را تخمین بزنیم [۴-۱]. مدت زمان شکافت هسته مرکب شامل مدت زمان قبل

می‌دهد که، ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت تعداد زیادی از این واکنش‌ها را نمی‌توان با مدل آماری نقطه زینی استاندارد پیش‌بینی کرد. علت این ناهمخوانی را به وجود سهم شکافت ناشی از واکنش‌هایی می‌دانیم (شکافت هسته غیر مرکب) که منجر به تشکیل هسته مرکب نمی‌شود [۷]. شکافت هسته غیر مرکب زمانی اتفاق می‌افتد که هسته تشکیل شده از برخورد پرتابه با هدف بنا به هر علتی نتواند در نقطه زینی به تعادل برسد. وجود میزان اندکی از شکافت هسته غیر مرکب باعث افزایش زیادی در اندازه‌گیری ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت می‌شود. به همین خاطر در تعداد زیادی از واکنش‌های شکافت القایی با یون‌های سنگین، مقادیر تجربی ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت، بیشتر از پیش‌بینی ناهمسانگردی مدل آماری نقطه زینی استاندارد است. با توجه به مقادیر کمیت‌های عدم تقارن جرمی ( $\alpha$ ) و عدم تقارن جرمی بحرانی بوزینارو- گالن ( $\alpha_{BG}$ ) می‌توانیم حضور یا عدم حضور شکافت هسته غیر مرکب را در واکنش‌های مختلف پیش‌بینی کنیم. مشخص شده است برای سیستم‌های شکافت القایی توسط پرتابه‌هایی که دارای انرژی بیش از ارتفاع سد شکافت بوده و برای آنها  $\alpha > \alpha_{BG}$  است سهم شکافت هسته غیر مرکب وجود ندارد [۸]. بنابراین ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت چنین سیستم‌هایی همخوان با پیش‌بینی مدل آماری نقطه زینی استاندارد است. در حالی‌که برای سیستم‌هایی با  $\alpha < \alpha_{BG}$  و دارای هسته‌های هدف تغییر شکل یافته، وجود سهم شکافت هسته غیر مرکب پیش‌بینی می‌شود [۸]. برای این سیستم‌ها انتظار رفتاری ناهمخوان در توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت در مقایسه با پیش‌بینی ناهمسانگردی مدل آماری نقطه زینی استاندارد مشاهده می‌شود. کمیت‌های  $\alpha$  و  $\alpha_{BG}$  به صورت زیر تعریف می‌شوند [۲]:

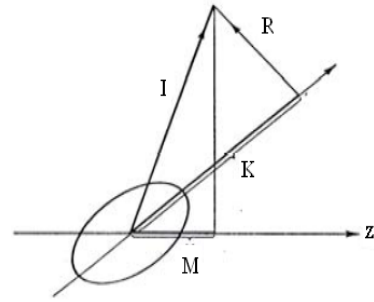
$$\alpha = \frac{A_T - A_P}{A_T + A_P},$$

$$\alpha_{BG} = \begin{cases} p \sqrt{\frac{\chi - \chi_{BG}}{(\chi - \chi_{BG}) + q}} & \chi > \chi_{BG} \\ 0 & \chi < \chi_{BG} \end{cases} \quad (1)$$

دارد. تعداد نوترون‌های گسیلی بین نقطه زینی تا نقطه انقطاع در هسته مرکب را تعداد نوترون‌های بعد از نقطه زینی ( $v_{post}$ ) می‌نامند. گسیل نوترون‌ها از هسته‌های مرکب سنگین حاصل از واکنش‌های شکافت القایی با یون‌های سنگین در انرژی‌های برانگیختگی بالا، با احتمال زیاد در مجاورت نقطه انقطاع اتفاق می‌افتد [۵]. در این تحقیق برای اولین بار، محاسبه  $v_{pre}$  با استفاده از مدل آماری نقطه زینی استاندارد ارائه شده است. در این روش، از مقایسه داده‌های تجربی ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت با پیش‌بینی مدل آماری نقطه زینی استاندارد، تعداد  $v_{pre}$  به دست می‌آید. از این روش نیز می‌توان مربع اندازه حرکت زاویه‌ای هسته مرکب را در واکنش‌های شکافت القایی با یون سنگین محاسبه نمود [۶].

باید دانست که پیش‌بینی توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت با استفاده از مدل آماری نقطه زینی استاندارد بر این اساس است که فرض می‌کنیم تمام نوترون‌هایی که پیش از وقوع فرآیند شکافت گسیل می‌شوند در دمای هسته مرکب در نقطه زینی مؤثرند. علت چنین فرضی مبتنی بر این واقعیت است که با هیچ روش آزمایشگاهی نمی‌توان نوترون‌هایی را که قبل از نقطه زینی گسیل می‌شوند را از نوترون‌های گسیل شده بین نقطه زینی تا نقطه انقطاع جدا نمود. در انرژی‌های برانگیختگی پایین، چون تقریباً تمام نوترون‌های گسیلی قبل از نقطه زینی گسیل می‌شوند، فرض در نظر گرفتن تمام نوترون‌های پیش شکافت به عنوان نوترون‌های پیش نقطه زینی تا حدودی معقول به نظر می‌رسد. در صورتی که در انرژی‌های برانگیختگی بالا تعداد نوترون‌های گسیلی بین نقطه زینی و نقطه انقطاع قابل ملاحظه است. بنابراین معلوم بودن تعداد نوترون‌های پیش نقطه زینی در پیش‌بینی ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت با استفاده از مدل آماری نقطه زینی استاندارد از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. این موضوع اهمیت محاسبات ما را روشن می‌سازد. برای برخی از واکنش‌های شکافت القایی با یون‌های سنگین، پیش‌بینی مدل آماری نقطه زینی استاندارد با داده‌های تجربی ناهمسانگردی همخوانی، و برای برخی از واکنش‌ها پیش‌بینی مدل کمتر از داده‌های تجربی است. بررسی‌های اخیر نشان

داریم [۱۱]. دو سیستم  $^{12}_6\text{C} + ^{236}_{92}\text{U}$  و  $^{11}_5\text{B} + ^{237}_{93}\text{Np}$  دارای  $\alpha > \alpha_{BG}$  هستند و برای این سیستم‌ها به ازای پرتابه‌هایی با انرژی بالاتر از ارتفاع سد شکافت، رفتاری هم‌خوان با پیش‌بینی مدل آماری نقطه زینی استاندارد انتظار می‌رود. در سیستم‌های شکافت القایی با یون سنگین مقدار  $\tau_{pre}$  با افزایش انرژی برانگیختگی و کاهش ارتفاع سد شکافت کاهش می‌یابد [۲]. نتیجه با کاهش مقدار  $\tau_{pre}$  تعداد  $\nu_{pre}$  نیز کاهش می‌یابد.



شکل ۱. نمایش شکل هسته مرکب در نقطه زینی [۷]

در این روابط  $\chi$  پارامتر شکافت‌پذیری

$$\left( \chi = \frac{Z^2 / A}{50.883 \{1 - 1.7826[(N - Z) / A]^2\}} \right)$$

اعداد جرمی هسته هدف و پرتابه و مقادیر  $q$  و  $\chi_{BG}$  به ترتیب  $1/12$ ،  $0.24$  و  $0.396$  است. از طیف سرعت نتیجه شده در چارچوب مرکز جرم هر چشمه نوترون می‌توان تعداد نوترون‌هایی را که قبل از وقوع فرآیند شکافت گسیل می‌شوند و همچنین تعداد نوترون‌های گسیلی از پاره‌های شکافت را به صورت تابعی از انرژی برانگیختگی هسته مرکب تعیین نمود. اگر تعداد نوترون‌های گسیلی از هر پاره شکافت را با  $\nu_f$  نشان دهیم، تعداد کل نوترون‌های گسیلی ( $\nu_{tot}$ ) به صورت تابعی از انرژی برانگیختگی با رابطه زیر داده می‌شود [۹].

$$\nu_{tot} \approx \nu_{pre} + \nu_{post} + 2\nu_f \quad (2)$$

باید دانست که داده‌های تجربی تعداد نوترون‌های گسیلی پیش شکافت بر حسب انرژی برانگیختگی هسته مرکب در تمام اندازه‌گیری‌ها نشان می‌دهد که این کمیت به صورت یکنواخت بر حسب انرژی افزایش می‌یابد. از طرفی این داده‌ها همواره با پیش‌بینی‌های مدل‌های آماری (کد کامپیوتری ALERTI) مرتبط، در تضاد است [۱۰]. در این مقاله، از مقایسه ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت تجربی با پیش‌بینی مدل آماری نقطه زینی استاندارد، تعداد  $\nu_{pre}$  برای سیستم‌های شکافت القایی  $^{16}_8\text{O} + ^{208}_{82}\text{Pb}$ ،  $^{12}_6\text{C} + ^{236}_{92}\text{U}$ ،  $^{11}_5\text{B} + ^{237}_{93}\text{Np}$  و  $^{18}_8\text{O} + ^{197}_{79}\text{Au}$  به دست آمده است. اگرچه دو سیستم  $^{16}_8\text{O} + ^{197}_{79}\text{Au}$  و  $^{18}_8\text{O} + ^{197}_{79}\text{Au}$  دارای  $\alpha < \alpha_{BG}$  هستند، ولی به علت کروی و یا تقریباً کروی بودن هسته‌های هدف، انتظار رفتاری هم‌خوان با پیش‌بینی مدل آماری نقطه زینی استاندارد را

مطالعه ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت در واکنش‌های شکافت القایی از مدت‌ها پیش مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. تلاش‌های بسیاری برای به دست آوردن مدل‌های مناسب در این زمینه صورت گرفته تا بتوان ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت را پیش‌بینی کرد. نظریه استاندارد ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت براساس مدل حالت گذار است. در این مدل، هسته شکافت‌پذیر دارای یک تقارن محوری می‌باشد. به علاوه فرض می‌شود که پاره‌های شکافت، در امتداد محور تقارن هسته مرکب از همدیگر جدا می‌شوند. بسته به اینکه هسته مرکب را در نقطه زینی بررسی کنیم و یا در نقطه انقطاع، مدل‌های متفاوتی خواهیم داشت. دو مدل متداول در پیش‌بینی توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت ۱- مدل آماری نقطه زینی استاندارد (SSPSM)، و ۲- مدل آماری نقطه انقطاع (SSM) می‌باشند.

### (SSPSM)

مدل آماری نقطه زینی استاندارد در مطالعه توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت ناشی از شکافت القایی پرتابه‌های سبک با مقادیر اسپین پایین و انرژی برانگیختگی متوسط کاربرد خوبی دارد و مدل آماری نقطه انقطاع نیز برای واکنش‌های شکافت القایی با یون سنگین و با ارتفاع سد شکافت خیلی کم پیشنهاد شده است [۷]. در مدل آماری نقطه زینی استاندارد، شکل هسته مرکب در نقطه زینی به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود.

در این شکل، I بردار اسپین کل هسته مرکب، K مولفه I

متناسب با تابع توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت در آن زاویه است. ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت، نسبت تعداد پاره‌های شکافت در زاویه  $0^\circ$  یا  $180^\circ$  درجه به تعداد پاره‌های شکافت در زاویه  $90^\circ$  درجه تعریف می‌شود. ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت در این مدل با رابطه تقریبی زیر داده می‌شود [۷]:

$$A = \frac{W(0^\circ \text{ or } 180^\circ)}{W(90^\circ)} \approx 1 + \frac{\langle I^2 \rangle}{4K_0^2}, \quad (7)$$

در این رابطه،  $\langle I^2 \rangle$  مقدار چشم‌داشتی مربع اندازه حرکت زاویه‌ای هسته مرکب است.  $K_0^2$  یعنی واریانس توزیع  $K$  طبق رابطه  $K_0^2 = \mathfrak{S}_{eff} \frac{T}{\hbar^2}$  به  $\mathfrak{S}_{eff}$  و  $T$  که به ترتیب گشتاور لختی مؤثر و دمای هسته مرکب در نقطه زینی است مربوط می‌شود.  $T$  با رابطه  $T = \sqrt{\frac{E_{ex}}{a}}$  تعریف می‌شود که  $E_{ex}$  انرژی برانگیختگی هسته مرکب در نقطه زینی و  $a$  پارامتر چگالی تراز است که مقادیر آن از  $AC.N./8$  تا  $AC.N./11$  انتخاب می‌شود ( $AC.N.$  عدد جرمی هسته مرکب است).  $E_{ex}$  از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$E_{ex} = E_{c.m.} + Q - B_f - E_R - \nu_{pre} E_n, \quad (8)$$

در رابطه بالا  $E_{c.m.}$  و  $Q$  به ترتیب انرژی پرتابه در چارچوب مختصات مرکز جرم و مقدار  $Q$  واکنش می‌باشند.  $B_f$  و  $E_R$  هم به ترتیب ارتفاع سد شکافت هسته مرکب و انرژی چرخشی هسته مرکب، و وابسته به مقدار چشم‌داشتی مربع اندازه حرکت زاویه‌ای هستند.  $\nu_{pre}$  تعداد نوترون‌های گسیلی قبل از نقطه زینی و  $E_n$  کاهش انرژی برانگیختگی هسته مرکب به ازای گسیل یک نوترون است.

### (SSM)

در مدل آماری نقطه انقطاع فرض بر این است که توزیع  $K$  در گذار از نقطه زینی به نقطه انقطاع به طور بی‌دررو مجدداً تنظیم شده به طوری که ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت انعکاسی از توزیع مقادیر  $K$  در نقطه انقطاع است [۱۳ و ۱۴]. با فرض این که سیستم در نقطه انقطاع مشابه یک جسم صلب دوران می‌کند، توزیع مقادیر  $K$  گوسی بوده و واریانس آن

روی محور تقارن هسته مرکب،  $R$  مولفه عمودی  $I$  نسبت به محور تقارن هسته مرکب و  $M$  تصویر مولفه  $I$  روی محور باریکه می‌باشند. معادله شرودینگر حاکم بر سیستم با معادله زیر داده می‌شود [۱۲]:

$$\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_\perp} \left[ \frac{1}{\sin\theta} \left( \sin\theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \left( -\frac{\cos\theta}{\sin^2\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \psi \right] + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_\parallel} \frac{\partial^2}{\partial X^2} \psi + E\psi = 0, \quad (3)$$

در رابطه بالا،  $\mathfrak{S}_\perp$  گشتاور لختی عمود بر محور تقارن و  $\mathfrak{S}_\parallel$  گشتاور لختی موازی با محور تقارن هسته مرکب هستند. از حل این معادله به روش جداسازی متغیرها، تابع موج توصیف کننده هسته مرکب به دست می‌آید:

$$\psi = \sqrt{\frac{\mathfrak{I}+1}{\lambda\pi\mathfrak{I}}} e^{iM\phi} e^{iKX} d_{M,K}^I(\theta), \quad (4)$$

رابطه بالا تابع موج توصیف کننده هسته مرکب را بر حسب متغیرهای زاویه‌ای  $\theta$ ،  $\phi$  و متغیر شعاعی  $X$  و در حالت کوانتومی  $M$  و  $I$  نشان می‌دهد. در این رابطه،  $d_{M,K}^I(\theta)$  تابع موج فرفره‌ای نام دارد. این تابع به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$d_{M,K}^I(\theta) = \sum_n (-1)^n \frac{[(I+M)!(I-M)!(I+K)!(I-K)!]^{1/2}}{(I-M-n)!(I+K-n)!(M-K-n)!n!} \times \cos\theta^{(\mathfrak{I}+K-M-\mathfrak{I}n)} \sin^{\frac{\theta}{2}(\mathfrak{I}n+M-K)}, \quad (5)$$

در رابطه بالا، عدد مثبت  $n$  از صفر شروع می‌شود و تنها مقادیری را می‌تواند اختیار کند که هیچکدام از جملات مخرج منفی نشوند.

با داشتن تابع موج می‌توانیم تابع توزیع زاویه‌ای  $W(\theta)$  را برای پرتابه و هسته هدف زوج-زوج به دست آوریم.

$$W(\theta) = \frac{\frac{\pi}{K^2} \sum_{I=0}^{I_{fusion}} [(I+1) \sum_{K=-I}^I T_I |d_{0,K}^I(\theta)|^2 e^{-\frac{K^2}{2K_0^2}}]}{\sum_K e^{-\frac{K^2}{2K_0^2}}}, \quad (6)$$

در این رابطه،  $T_I$  ضریب گذار شکافت در مدل اپتیکی و  $K_0^2$  واریانس تابع توزیع گوسی  $K$  است. از لحاظ تجربی، تعداد پاره‌های شکافتی که در زاویه بین  $\theta$  و  $\theta+d\theta$  آشکار می‌شوند

می‌باشد که برای شکافت هسته‌های اکتینید در شکافت‌های کم انرژی حدود ۱۲ مگاالکترون ولت در نظر گرفته می‌شود.  $E_{rot}$  انرژی دورانی سیستم مرکب در نقطه انقطاع و  $E_K$  انرژی جنبشی کل است که از طریق تخمین ویولا نیز قابل پیش بینی است [۱۵]. کمیت  $a$  نیز به طور مشابه پارامتر چگالی تراز است. برای آشنایی بیشتر با این مدل به مراجع ذکر شده در این بخش مراجعه شود.

$$(v_{pre})$$

در بررسی سیستم‌های شکافت القایی حاضر، مقادیر  $B_f$ ،  $E_R$  و  $\mathfrak{I}_{eff}$  با استفاده از مدل سیرک به دست آمده‌اند [۱۶]. فرض اساسی در محاسبه انرژی جنبشی متوسط نوترون‌های گسیلی این است که طیف انرژی این نوترون‌ها ( $\frac{d\sigma}{dE}$ ) دارای فرم ماکسولی است:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E_{ex}}{T} \exp\left(-\frac{E_{ex}}{T}\right), \quad (11)$$

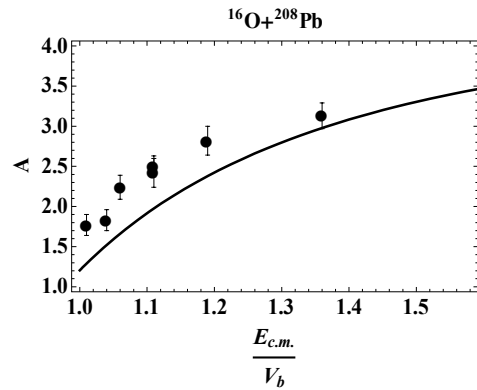
که در آن  $E_{ex}$  و  $T$  به ترتیب دما و انرژی برانگیختگی هسته مرکب بلافاصله قبل از گسیل نوترون است. بدین ترتیب اگر انرژی برانگیختگی هسته مرکب بلافاصله قبل از گسیل یک نوترون  $E_1$  و انرژی برانگیختگی هسته بلافاصله بعد از گسیل نوترون  $E_2$  باشد، رابطه زیر برقرار است [۱۷]:

$$E_2 = E_1 - B - 2T. \quad (12)$$

در این رابطه  $B$  و  $2T$  به ترتیب انرژی بستگی نوترون به هسته مرکب و متوسط انرژی جنبشی نوترون می‌باشد. بنابراین، در واکنش‌های شکافت القایی با یون سنگین،  $E_n$  از رابطه زیر قابل محاسبه است [۷ و ۱۷]:

$$E_n = B + 2T \quad (13)$$

از طرفی، مقادیر کمیت  $\langle I^2 \rangle$  که برای چهار سیستم بالا از مراجع [۱۸ و ۲۰] گرفته شده است. در شکل‌های ۲ تا ۵، به ترتیب پیش‌بینی مدل آماری نقطه زینی استاندارد و همچنین مقادیر تجربی ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای سیستم‌های  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ ،  $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ ،  $^{11}\text{B} + ^{237}\text{Np}$  و  $^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au}$  بدون در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون رسم شده است. سپس از برآزش مقادیر تجربی ناهمسانگردی



شکل ۲. ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای سیستم  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  بر حسب  $\frac{E_{c.m.}}{V_b}$  منحنی، پیش‌بینی ناهمسانگردی زاویه‌ای با استفاده از مدل آماری نقطه زینی استاندارد و نقاط، اندازه‌گیری‌های تجربی ناهمسانگردی زاویه‌ای را نشان می‌دهند [۲۰ و ۲۱].  $V_b$  ارتفاع سد کولنی است.

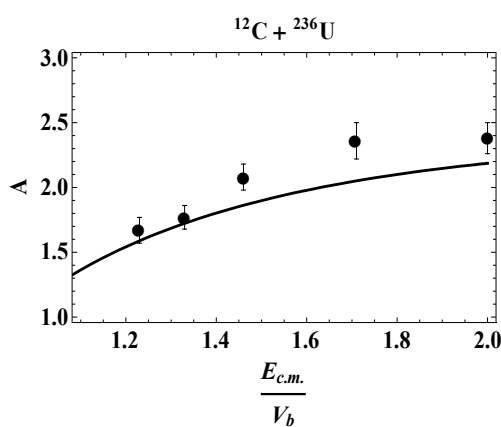
توسط رابطه مشابه زیر داده می‌شود:

$$K_0^2 = \frac{\mathfrak{I}_{eff} T_{Sci}}{\hbar^2}, \quad \frac{1}{\mathfrak{I}_{eff}} = \frac{1}{\mathfrak{I}_{||}} - \frac{1}{\mathfrak{I}_{\perp}}, \quad (9)$$

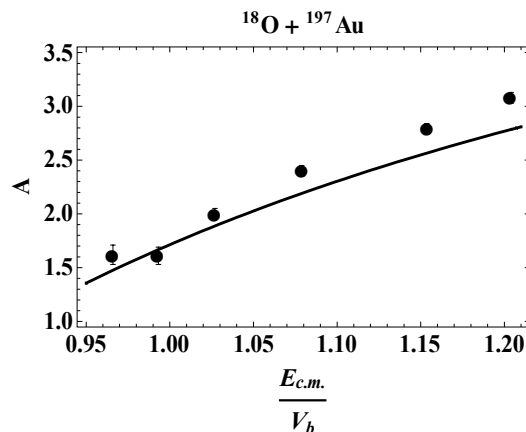
که در آن نظیر مدل آماری نقطه زینی استاندارد، کمیت‌های  $\mathfrak{I}_{||}$  گشتاور لختی موازی محور تقارن،  $\mathfrak{I}_{\perp}$  گشتاور لختی عمود بر محور تقارن، و  $T_{Sci}$  یعنی دما به شکل نقطه انقطاع هسته مربوط می‌شود. از بررسی نظم حاکم بر انرژی جنبشی کل فرآیند شکافت،  $E_K$ ، حدی را برای میزان فشردگی سیستم در نقطه انقطاع به دست می‌آوریم به شرطی که انرژی جنبشی صرفاً ناشی از رانش کولنی بین پاره‌های شکافت در نقطه انقطاع باشد. نظام مشاهده شده در انرژی جنبشی کل شکافت دقیقاً باز تولید خواهد شد با این فرض که این انرژی ناشی از انرژی رانشی کولنی بین دو پاره شکافت به صورت دو بیضوی هم محور با حجم‌های برابر باشد. به شرطی که پاره‌ها به اندازه دو فرمی از هم جدا شده باشند و نسبت نیم محور بزرگ به نیم محور کوچک این دو بیضوی برابر ۵/۸ فرمی باشد. به طور مشابه دما در نقطه انقطاع از رابطه زیر تخمین زده می‌شود:

$$T_{Sci} = \left[ \frac{E_{c.m.} + Q_{sym.} - E_K - E_{def.} - E_{rot.}}{a} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

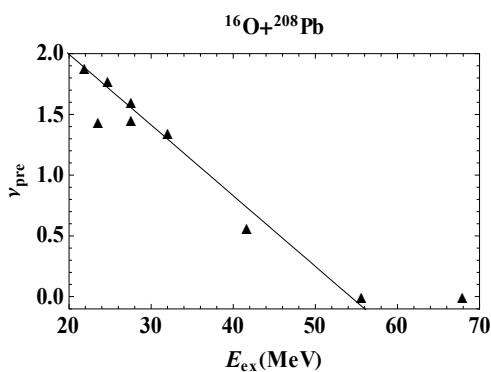
که در آن  $Q_{sym.}$  مقدار  $Q$  واکنش برای حصول شکافتگی جرمی متقارن،  $E_{def.}$  انرژی تغییر شکل پاره‌های شکافت



شکل ۴. ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای سیستم  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$  بر حسب  $\frac{E_{c.m.}}{V_b}$ ، منحنی، پیش بینی ناهمسانگردی زاویه‌ای با استفاده از مدل آماری نقطه زینی استاندارد و نقاط، اندازه‌گیری‌های تجربی ناهمسانگردی زاویه‌ای است [۱۸].

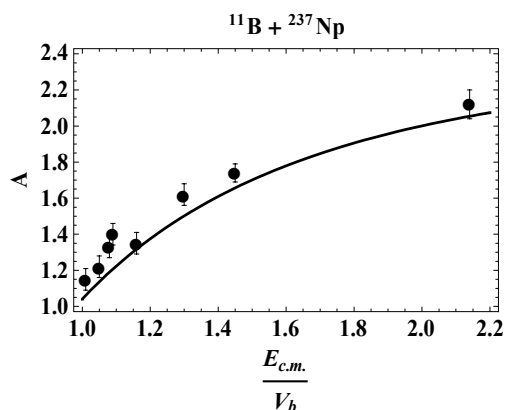


شکل ۳. ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای سیستم  $^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au}$  بر حسب  $\frac{E_{c.m.}}{V_b}$ ، منحنی، پیش بینی ناهمسانگردی زاویه‌ای با استفاده از مدل آماری نقطه زینی استاندارد و نقاط، اندازه‌گیری‌های تجربی ناهمسانگردی زاویه‌ای است [۱۹].



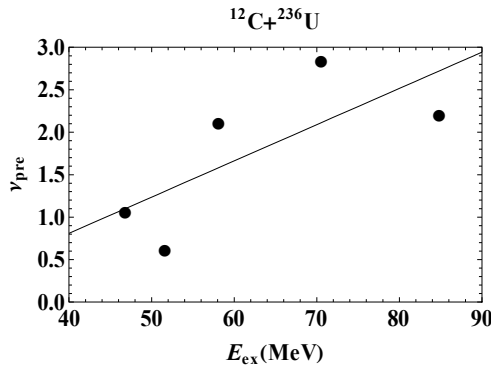
شکل ۶. نمودار تعداد نوترون‌های پیش نقطه زینی ( $v_{pre}$ ) بر حسب  $E_{ex}$  برای سیستم شکافت القایی  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ .

برای سیستم  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  همان طوری که شکل ۶ نشان می‌دهد، با افزایش  $E_{ex}$  تعداد  $v_{pre}$  کاهش می‌یابد. با توجه به اینکه  $\tau_{pre} \propto \ln \frac{10 B_f}{T}$  می‌باشد، انتظار چنین رفتاری برای  $v_{pre}$  قابل پیش بینی است [۲]. زیرا با افزایش مقدار  $E_{ex}$ ، مقدار  $B_f$  کاهش و  $T$  افزایش می‌یابد. مطابق با مدل سیرک برای سیستم مربوط به ازای  $E_{ex} = 60 \text{ MeV}$  مقدار  $B_f$  برابر با صفر می‌شود. بنابراین انتظار می‌رود تعداد  $v_{pre}$  به ازای انرژی‌های برانگیختگی بالاتر از این مقدار، حداقل باشد، که این نتیجه نیز به دست آمده است. در مجموع رفتار به دست آمده

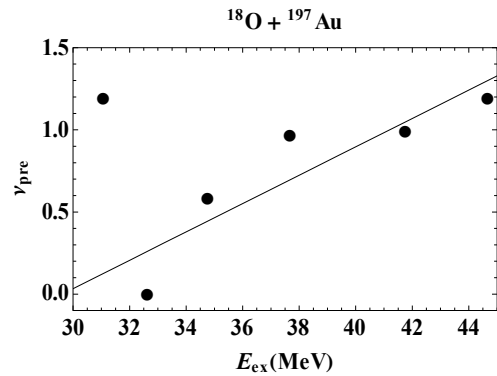


شکل ۵. ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای سیستم  $^{11}\text{B} + ^{237}\text{Np}$  بر حسب  $\frac{E_{c.m.}}{V_b}$ ، منحنی، پیش بینی ناهمسانگردی زاویه‌ای با استفاده از مدل آماری نقطه زینی استاندارد و نقاط، اندازه‌گیری‌های تجربی ناهمسانگردی زاویه‌ای است [۱۸ و ۲۲].

زاویه‌ای پاره‌های شکافت با پیش‌بینی مدل آماری نقطه زینی استاندارد تعداد  $v_{pre}$  محاسبه شده است. در کلیه واکنش‌های فوق،  $E_{\eta}$  را حدود  $10$  مگاالکترون ولت در نظر گرفته ایم. باید دانست که برای کلیه سیستم‌های مورد بررسی پارامتر چگالی تراز  $a$  را  $AC.N./8$  انتخاب کرده‌ایم. در شکل‌های ۶ تا ۹ تعداد  $v_{pre}$  بر حسب انرژی برانگیختگی هسته مرکب برای چهار سیستم شکافت القایی نمایش داده شده است.



شکل ۸. نمودار تعداد نوترون‌های پیش نقطه زینی ( $v_{pre}$ ) بر حسب  $E_{ex}$  برای سیستم شکافت القایی  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$ .



شکل ۷. نمودار تعداد نوترون‌های پیش نقطه زینی ( $v_{pre}$ ) بر حسب  $E_{ex}$  برای سیستم شکافت القایی  $^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ .

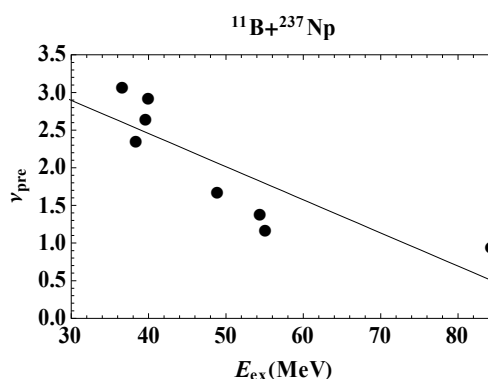
مقدار تجربی ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت بیش از پیش‌بینی مدل آماری نقطه زینی استاندارد باشد، در این صورت تعداد  $v_{pre}$  بیشتری نسبت به واقعیت محاسبه می‌شود. وجود شکافت هسته غیر مرکب در چنین سیستم‌هایی به وسیله مدل حالت ECD-K قابل توصیف است [۲۳]. در سیستم  $^{11}\text{B} + ^{237}\text{Np}$  با وجود اینکه با افزایش  $E_{ex}$  تعداد  $v_{pre}$  کاهش می‌یابد، ولی تعداد این نوترون‌ها در انرژی‌های برانگیختگی بالاتر از  $50\text{ MeV}$  بیشتر از یک می‌باشد. برای سیستم  $^{11}\text{B} + ^{237}\text{Np}$  به ازای  $E_{ex} = 80\text{ MeV}$  مقدار  $B_f$  مطابق با مدل سیرک برابر با صفر می‌شود. در این صورت انتظار می‌رود تعداد  $v_{pre}$  به ازای انرژی‌های برانگیختگی بیشتر از  $E_{ex} = 80\text{ MeV}$  به کمترین مقدار خود برسد. در صورتی که مطابق با شکل ۹ مشاهده می‌شود برای انرژی برانگیختگی تقریباً  $E_{ex} \gg 85\text{ MeV}$  تعداد  $v_{pre}$  تقریباً برابر با یک می‌شود. تعداد  $v_{pre}$  محاسبه شده در این کار به ازای  $E_{ex} < 40\text{ MeV}$  بیشتر از تعداد  $v_{pre} + v_{post}$  اندازه‌گیری شده توسط دیگران می‌باشد [۲]. علت وجود تعداد  $v_{pre}$  اضافی را به وجود سهم شکافت هسته غیر مرکب در این سیستم نسبت می‌دهیم. سهمی از شکافت هسته غیر مرکب در اندازه‌گیری‌های تجربی برای سیستم  $^{11}\text{B} + ^{237}\text{Np}$  مشاهده شده است [۱۸]. به هر حال انتظار وجود سهم شکافت هسته غیر مرکب در این سیستم‌ها از طریق محاسبه تعداد  $v_{pre}$  با استفاده از مدل آماری نقطه زینی استاندارد تا به حال انجام نشده است. سیستم‌های

$v_{pre}$  بر حسب  $E_{ex}$  مربوط به این سیستم برای ما کاملاً قابل انتظار بود. در شکل ۷، کمیت  $v_{pre}$  بر حسب  $E_{ex}$  برای سیستم  $^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au}$  محاسبه شده است. این سیستم در محدوده  $\frac{B_f}{T}$  بزرگتری نسبت به سیستم  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  مورد بررسی قرار گرفته است. در این سیستم، محاسبات در محدوده  $\frac{B_f}{T} < 6/7 < 3/4$  انجام شده است (در حالی که برای سیستم  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  محدوده محاسبات  $5/4 < \frac{B_f}{T} < 0$  است). در چنین شرایطی مقدار  $\tau_{pre}$  افزایش پیدا کرده و در نتیجه برای این سیستم، تعداد  $v_{pre}$  با  $E_{ex}$  افزایش می‌یابد. در انرژی‌های برانگیختگی پایین که مقدار  $\frac{B_f}{T}$  نسبتاً زیاد می‌باشد، افزایش  $E_{ex}$  تاثیر مستقیمی بر گسیل تعداد بیشتری نوترون دارد. افزایش تعداد  $v_{pre}$  در انرژی‌های برانگیختگی بالا نیاز به افزایش  $\tau_{pre}$  در سیستم  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$  دارد. در صورتی که افزایش انرژی برانگیختگی همراه با کاهش  $\tau_{pre}$  است. علت افزایش تعداد  $v_{pre}$  با افزایش  $E_{ex}$  را به وجود سهم شکافت هسته غیر مرکب نسبت می‌دهیم. علت وجود سهم شکافت هسته غیر مرکب در این سیستم به تغییر شکل هسته هدف مربوط می‌شود. در هسته‌های هدف تغییر شکل یافته احتمال بیشتری وجود دارد تا هسته‌های پرتابه به گوشه‌های هسته هدف برخورد کنند، در این صورت شکافت هسته غیر مرکب رخ می‌دهد [۲۳]. وجود شکافت هسته غیر مرکب باعث می‌شود که

تعداد نوترون‌های پیش نقطه زینی،  $\nu_{pre}$ ، گسیل شده از هسته مرکب با استفاده از مدل آماری نقطه زینی استاندارد برای چهار سیستم شکافت القایی با یون سنگین برای اولین بار محاسبه شد. تا کنون به روش تجربی این کمیت اندازه‌گیری نشده است. سهم شکافت هسته غیر مرکب باعث افزایش غیر عادی در تعداد  $\nu_{pre}$  به ازای انرژی‌های برانگیختگی مختلف می‌شود. به همین علت وجود سهم شکافت هسته غیر مرکب برای دو سیستم  ${}^{11}\text{B} + {}^{237}\text{Np}$  و  ${}^{12}\text{C} + {}^{236}\text{U}$  از طریق محاسبه تعداد  $\nu_{pre}$  پیش‌بینی شد و با کار دیگران مقایسه شد.

برای سیستم  ${}^{18}\text{O} + {}^{197}\text{Au}$  نشان داده شد که در انرژی‌های برانگیختگی پایین و مقادیر  $\frac{B_f}{T}$  بالا مدت زمان  $\tau_{pre}$  افزایش می‌یابد. محاسبات نشان می‌دهند که در چنین شرایطی تعداد  $\nu_{pre}$  شدیداً به مقدار  $E_{ex}$  بستگی داشته و با افزایش  $E_{ex}$  این تعداد بیشتر می‌شود (هر چه انرژی برانگیختگی هسته مرکب بیشتر شود، آنگاه با داشتن زمان کافی، احتمال گسیل نوترون بیشتر می‌شود).

تفاوت تعداد  $\nu_{pre}$  به ازای  $E_{ex}$  یکسان برای دو سیستم  ${}^{11}\text{B} + {}^{237}\text{Np}$  و  ${}^{12}\text{C} + {}^{236}\text{U}$  نشان‌دهنده وجود سهم شکافت هسته غیر مرکب متفاوت و سهم بیشتر در سیستم  ${}^{12}\text{C} + {}^{236}\text{U}$  است. ما نشان دادیم که سهم شکافت هسته غیر مرکب در سیستم  ${}^{12}\text{C} + {}^{236}\text{U}$  بیشتر از مقدار این سهم در سیستم  ${}^{11}\text{B} + {}^{237}\text{Np}$  می‌باشد که با نتایج دیگران سازگاری دارد. در این صورت می‌توان گفت در سیستم‌های شکافت القایی با یون سنگین که منجر به تشکیل هسته‌های مرکب یکسان می‌شوند، هر چقدر از پرتابه‌های سنگین‌تر استفاده کنیم، سهم شکافت هسته غیر مرکب بیشتری انتظار می‌رود. بنابراین هر چه  $\alpha$  کوچکتر باشد مقدار این سهم بیشتر می‌شود.



شکل ۹. نمودار تعداد نوترون‌های پیش نقطه زینی ( $\nu_{pre}$ ) بر حسب  $E_{ex}$  برای سیستم شکافت القایی  ${}^{11}\text{B} + {}^{237}\text{Np}$ .

${}^{11}\text{B} + {}^{237}\text{Np}$  و  ${}^{12}\text{C} + {}^{236}\text{U}$  تشکیل هسته مرکب  ${}^{248}\text{Cf}$  را می‌دهند. بنابراین انتظار داریم که در انرژی‌های برانگیختگی یکسان تعداد  $\nu_{pre}$  یکسانی داشته باشند. اما مطابق با شکل‌های ۸ و ۹ خلاف این امر اتفاق افتاده است. از مقایسه تعداد  $\nu_{pre}$  محاسبه شده برای دو سیستم  ${}^{11}\text{B} + {}^{237}\text{Np}$  و  ${}^{12}\text{C} + {}^{236}\text{U}$  در انرژی‌های برانگیختگی تقریباً یکسان نتیجه می‌گیریم که در سیستم  ${}^{12}\text{C} + {}^{236}\text{U}$  فرآیند شکافت هسته غیر مرکب بیشتری اتفاق می‌افتد. از طریق تجربی هم مقدار سهم شکافت هسته غیر مرکب اندازه‌گیری شده برای سیستم  ${}^{12}\text{C} + {}^{236}\text{U}$  بیشتر از سیستم  ${}^{11}\text{B} + {}^{237}\text{Np}$  به دست آمده است [۱۸]. این امر نشانگر آن است که در سیستم‌های شکافت القایی که تشکیل هسته مرکب یکسان می‌دهند هر چه از پرتابه‌های سنگین‌تر استفاده کنیم احتمال وجود شکافت هسته غیر مرکب بیشتر می‌شود (در واکنش‌هایی که هسته مرکب یکسان تشکیل می‌شود، سیستم‌هایی که از پرتابه‌های سنگین‌تر استفاده می‌کنند دارای مقدار  $\alpha$  کمتری نسبت به بقیه سیستم‌ها هستند). با نتیجه به دست آمده در مورد وجود شکافت هسته غیر مرکب در سیستم‌های  ${}^{11}\text{B} + {}^{237}\text{Np}$  و  ${}^{12}\text{C} + {}^{236}\text{U}$  شرط مقایسه‌ای بین  $\alpha$  و  $\alpha_{BG}$  برای رفتار ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت نقض می‌شود.

2. A Saxena, A Chatterjee, R K Choudhury, S S Kapoor, and D M Nadkarni, *Phys. Rev. C* **49** (1994) 932.

1. D J Hinde, R J Charity, G S Foote, J R Leigh, S Ogaza, and A Chatterjee, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 986.



14. B B Back, *Phys. Rev. C* **31**, 6 (1985) 2104.
15. V E Viola, *J. Nucl. Data. A* **1** (1966) 391.
16. A J Sierk, *Phys. Rev. C* **33** (1986) 2039.
17. D J Hinde, D Hilscher, H Rossner, B Gebauer, M Lehmann, and M Wilpert, *Phys. Rev. C*, **45**, 3 (1992) 1229.
18. S Kailas, D M Nadkarni, A Chatterjee, A Saxena, S S Kapoor, R Vandenbosch, J P Lestone, J F Liang, D J Prindle, A A Sonzogni, and J D Bierman, *Phys. Rev. C* **59** (1999) 2580.
19. S Appannababu, S Mukherjee, N L Singh, P K Rath, G Kiran Kumar, R G Thomas, S Santra, B K Nayak, A Saxena, R K Choudhury, K S Golda, A Jhingan, R Kumar, P Sugathan and H Singh, *Phys. Rev. C* **80** (2009) 024603.
20. B B Back, R R Betts, J E Gindler, B D Wilkins, S Saini, M B Tsang, C K Gelbke, W G Lynch, M A McMahan, and P A Baisden, *Phys. Rev. C* **32** (1985) 195.
21. H Rossner, D J Hinde, J R Leigh, J P Lestone, J O Newton, J X Wei, and S Elfstrom, *Phys. Rev. C* **45** (1992) 719.
22. Z H Liu, H Q Zhang, J C Xu, Y Qiao, X Qian, and C J Lin, *Phys. Rev. C* **54** (1996) 761.
23. R Tripathi, K Sudarshan, S Sodaye, S K Sharma, and A V R Reddy, *Phys. Rev. C* **75** (2007) 024609.
3. J P Lestone, J R Leigh, J O Newton, D J Hinde, JX Wei, JX Chen, S E Elfstrom, and D G Popescu, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 1078.
4. H Ikezoe, Y Nagame, I Nishinaka, Y Sugiyama, Y Tomita, K Ideno, S Hamada, N Shikazono, A Iwamoto, and T Ohtsuki, *Phys. Rev. C* **49** (1994) 968.
5. A Chatterjee, A Navin, S Kailas, P Singh, D C Biswas, A Kamik, and S S Kapoor, *Phys. Rev. C* **52** (1995) 3167.
6. S Soheyli and M Khomehchi, *Phys. Rev. C* **82** (2010) 014605.
7. S Kailas, *Phys. Rep.* **284** (1997) 381.
8. B P Ajith Kumar, K M Varier, R G Thomas, K Mahata, B V John, A Saxena, H G Rajprakash, and S Kailas, *Phys. Rev. C* **72** (2005) 067601.
9. D J Hinde, R J Charity, G S Foote, J R Leigh, J O Newton, S Ogaza, and A Chatterjee, *Nucl. Phys. A* **452** (1986) 550.
10. M Blann and T A Komoto, *Lawrence Livermore National Laboratory Report*, UCID **19390** (1982).
11. S Raman, C W Nestor, JR., and P Tikkanen, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **78** (2001)1.
12. C Wagemans, "The Nuclear Fission Process," edited by C. Wagemans (CRC Press), Boca Raton, FL (1991).
13. P Bond, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 414.