مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۶، شمارهٔ ۲، تابستان ۱۳۸۵

بررسی توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت در شکافت القایی با یون سنگین

سعید سهیلی و ایمان ضیائیان

بخش فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بوعلی سینا، کد پستی۶۵۱۷۴، همدان، ایران

(دریافت مقاله: ۸۴/۸/۸ ؛ دریافت نسخه‌نهایی: ۸۵/۳/۲۰)

چکیده

مقادیر تجربی ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت را برای شکافت القایی سیستمهای $^{16}O+^{232}Th$، $^{12}C+^{236}U$، $^{11}B+^{237}Np$، $^{14}N+^{232}Th$، $^{11}B+^{235}U$ و $^{12}C+^{232}Th$ با مقادیر ناهمسانگردی زاویه‌ای که با استفاده از مدل نقطه زینی استاندارد پیش بینی می‌شود مقایسه کرده‌ایم. این مقایسه را به دو صورت الف) بدون در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون و ب) با در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون انجام داده‌ایم. همچنین رفتارهای عادی و غیرعادی در ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت این سیستمها مورد بحث قرار گرفتند. نهایتاً تعداد میانگین نوترونهای گسیل شده از هسته مرکب را با در نظر گرفتن بهترین برازش برای هر کدام از این سیستمها پیش‌بینی نموده‌ایم.

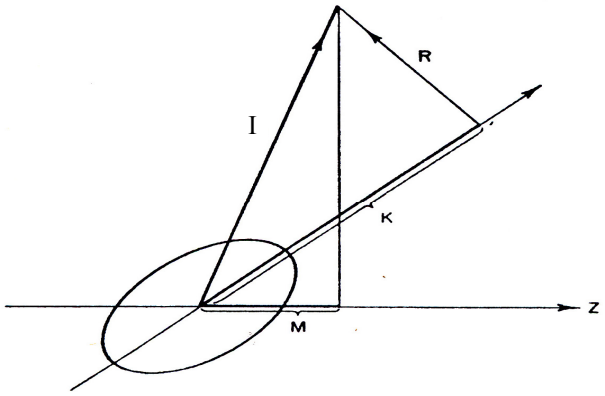
واژه‌های کلیدی: شکافت القایی با یون سنگین، مدل نقطه زینی استاندارد، ناهمسانگردی زاویه‌ای، عدم تقارن جرمی کانال ورودی، شکافت سریع، پیش شکافت

۱. مقدمه

یکی از اهداف مهم فیزیک هسته‌ای در عصر حاضر تولید عناصر ابرسنگین جدید است. برای تولید این نوع عناصر به داشتن اطلاعاتی در زمینه دینامیک شکافت- همجوشی نیاز داریم.

توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت، منبع غنی از اطلاعات را در مورد دینامیک شکافت- همجوشی در اختیار ما قرار می‌دهد. هر گاه هستهٔ هدفی توسط باریکه ذراتی نظیر نوترون، پروتون و ... بمباران شود، هستهٔ مرکب تشکیل می‌شود و در صورتی که هستهٔ ایجاد شده به اندازه کافی سنگین باشد، ممکن است از طریق کانال شکافت به دو پاره تقسیم گردد. وقتی انرژی برانگیختگی هستهٔ مرکب تقریباً برابر ارتفاع سد شکافت باشد فرآیند شکافت فقط در یک یا تعداد محدودی کانال اتفاق می‌افتد. با مطالعهٔ توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت خواص ترازهای گذار قابل پیش‌بینی است. اگر فرض کنیم که پاره‌های شکافت در امتداد محور تقارن هسته از یکدیگر جدا می‌شوند به طوری که K (تصویر تکانه زاویه‌ای هستهٔ مرکب یعنی I روی محور تقارن هسته‌ای) در عبور هسته از حالت گذار به پیکربندی پاره‌های شکافت جدا شده یک عدد کوانتومی خوش تعریف باشد، وابستگی جهت‌دار پاره‌های شکافت ناشی از یک حالت گذار با اعداد کوانتومی I، K و M (تصویر I روی محور ثابت فضایی که همان راستای باریکهٔ تابشی در نظر گرفته می‌شود) به طور منحصر بفرد تعیین خواهد شد (شکل ۱ را ببینید).

با آنکه در مراحل مختلف وقوع فرایند شکافت I و M ثابت می‌ماند، چنین محدودیتی برای پارامتر K وجود ندارد. در گذار هستهٔ مرکب اولیه به نقطه زینی، ارتعاشات و تغییر شکلهای بسیار زیادی اتفاق می‌افتد و در این فاصله، انرژی و



شکل ۱. ترکیب اندازه حرکتهای زاویه‌ای یک هسته تغییر شکل یافته. I، M و K به ترتیب اندازهٔ حرکت زاویه‌ای کل، تصویر اندازهٔ حرکت زاویه‌ای در امتداد یک محور ثابت فضایی و مؤلفه اندازهٔ حرکت روی محور تقارن هسته می‌باشد.

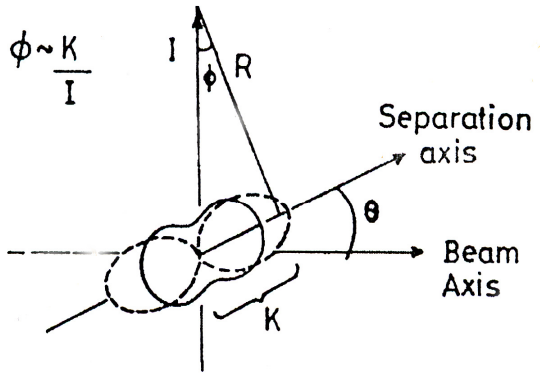
اندازه حرکت هستهٔ مرکب به گونه متعددی توزیع می‌گردد. بنابراین مقدار K درهسته گذار به مقدار اولیه این کمیت در هستهٔ مرکب ارتباطی ندارد. در حالتی که انرژی برانگیختگی زیاد باشد توزیع زاویه‌ای مشاهده شده نتیجهٔ ترکیب بسیاری از حالتهای گذار است و بنابراین به توزیع K هسته در پیکربندی نقطهٔ زینی بستگی دارد [۱].

۲. مدلهای توزیع زاویه‌ای

توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت به وسیلهٔ مدلهای حالت گذار توضیح داده می‌شود و به طور کلی دو نوع مدل مورد استفاده قرار می‌گیرد. یکی مدل آماری نقطه زینی استاندارد و دیگری مدل نقطهٔ انقطاع [۲– ۵]. نامهای پیشنهاد شده برای دو مدل به اینکه مشخصات نهایی پاره‌های شکافت در چه نقطه‌ای تعیین می‌شود بستگی دارد. در شکل ۲ ویژگیهای دو مدل نشان داده شده است.

۲. ۱. توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت هسته‌های هدف زوج – زوج توسط باریکهٔ ذرات تابشی زوج– زوج

در فرآیند شکافت هسته‌های هدف زوج – زوج، توسط باریکهٔ ذرات تابشی زوج – زوج، اسپینهای پرتابه و هدف هر دو صفر هستند. بنابراین هستهٔ مرکب با اسپینهای مختلف تنها توسط



شکل ۲. پیکربندیهای هسته شکافت‌پذیر. منحنی پیوسته مدل آماری نقطه زینی استاندارد و منحنی خط‌چین مدل نقطه انقطاع را نشان می‌دهد.

تکانهٔ زاویه‌ای مداری خود تشکیل می‌شود. این تکانهٔ زاویه‌ای عمود بر راستای باریکهٔ ذرات تابشی است. بنابراین برای هسته‌های هدف زوج – زوج و باریکهٔ ذرات تابشی زوج– زوج مؤلفهٔ Z تکانهٔ زاویه‌ای هسته مرکب یعنی M صفر است [۳]. هالپرن واستروتینسکی عبارتی را برای سطح مقطع دیفرانسیلی در زاویهٔ پراکندگی θ با جایگزینی I به جای $(I+۱/۲)$ به دست آوردند [۶]:

$$W(\theta)=\left(\frac{۲}{p}\right)^{۱/۲}\frac{N}{۲p}\int_{۰}^{I_m}\frac{I}{۲K_{۰}^{۲}}\exp\left(-\frac{I^{۲}\sin^{۲}q}{۴K_{۰}^{۲}}\right)J_{۰}\left(\frac{iI^{۲}\sin^{۲}q}{۴K_{۰}^{۲}}\right)dI. \qquad (۱)$$

در حالتی که مقدار I تا حدودی از $K_{۰}$ بیشتر باشد N را به صورت یک ضریب بهنجارش نزدیک به یک تعریف می‌کنند. از یک تخمین نیمه کلاسیکی می‌توان برای تعیین توزیع تکانهٔ زاویه‌ای هستهٔ مرکب استفاده نمود. اگر T_I احتمال این باشد که تکانهٔ زاویه‌ای هستهٔ مرکب I باشد، بر اساس این مدل نیمه کلاسیکی کمیت احتمال با رابطه زیر داده می‌شود:

$$T_I=\begin{cases}۱ & I\le I_{\max}\\ ۰ & I>I_{\max}\end{cases} \qquad (۲)$$

که در آن کمیت $I_{\max}$، بیشینه تکانهٔ زاویه‌ای است که به هستهٔ مرکب منتقل می‌شود. در این حالت می‌توان بیشینه تکانهٔ

زاویه‌ای یعنی کمیت $I_{\max}$ را بر اساس مدل اپتیکی به دست آورد:

$$I^{۲}_{\max} = ۲\sum_{I}(۲I+۱)T_I I(I+۱) \Big/ \sum_{I}(۲I+۱)T_I = ۲<I^{۲}>_{opt.} \qquad (۳)$$

باید دانست که مربع کمیت $I_{\max}$ با انرژی به صورت خطی تغییر می‌کند. به طوری که در یک تقریب نیمه- کلاسیکی این کمیت را می‌توان با رابطهٔ زیر نشان داد:

$$I^{۲}_{\max} = ۲<I^{۲}>_{opt.} = C_{۱}E - C_{۲} , \qquad (۴)$$

که در آن پارامترهای $C_{۱}$ و $C_{۲}$ از نتایج تجربی به دست می‌آیند.

در صورتی که ضریب توزین $(۲I+۱)T_I$ برای هر یک از مقادیر I در نظر گرفته شود، می‌توان از رابطه توزیع زاویه‌ای زیر استفاده کرد [۳، ۷]:

$$W(\theta) \propto \sum_{I=۰}^{\infty}(۲I+۱)T_I I \exp\left(-\frac{I^{۲}\sin^{۲}\theta}{۴K_{۰}^{۲}}\right) J_{۰}\left(\frac{iI^{۲}\sin^{۲}\theta}{۴K_{۰}^{۲}}\right) . \qquad (۵)$$

۲. ۲. بررسی شکافت القایی با یون سنگین

ناهمسانگردی توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت یعنی $W(\theta)$، توسط رابطه $A_{\exp} = \frac{W(۰^{\circ}\ \text{یا}\ ۱۸۰^{\circ})}{W(۹۰^{\circ})}$ تعریف می‌شود. در مدل آماری نقطه زینی استاندارد، ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت از رابطهٔ $A = ۱ + \frac{<I^{۲}>}{۴K_{۰}^{۲}}$ قابل پیش‌بینی است، که در آن $<I^{۲}>$، گشتاور مرتبه دوم توزیع اسپین هسته مرکب و $K_{۰}^{۲}$ واریانس توزیع K است. کمیت $K_{۰}^{۲}$ با رابطه $K_{۰}^{۲} = \frac{\Im_{eff} t}{\hbar^{۲}}$ داده می‌شود. $\Im_{eff}$ گشتاور لختی مؤثر است و با رابطه $\Im_{eff} = \frac{\Im_{\parallel}\Im_{\perp}}{(\Im_{\perp} - \Im_{\parallel})}$ مشخص می‌شود. $\Im_{\parallel}$ و $\Im_{\perp}$ به ترتیب گشتاور لختی هستهٔ مرکب حول محور تقارن و عمود برمحور تقارن در نقطه زین است. t دمای هستهٔ مرکب در نقطه زین است. این کمیت (بدون تصحیح گسیل نوترون) با رابطهٔ زیر داده می‌شود.

$$t = \left[\frac{E_{ex}}{a}\right]^{۱/۲} \Rightarrow t = \left[\frac{E_{c.m} + Q - B_f - E_R}{a}\right]^{۱/۲} , \qquad (۶)$$

E_{ex} انرژی برانگیختگی هستهٔ مرکب و کمیتهای Q، B_f و E_R به ترتیب، مقدار Q واکنش، ارتفاع سد شکافت و انرژی دورانی هستهٔ مرکب است. a پارامتر چگالی تراز است و معمولاً در واکنشهای هسته‌ای برابر با $A_{C.N}/۸$، $A_{C.N}/۹$ یا $A_{C.N}/۱۰$ در نظر گرفته می‌شود، که $A_{C.N}$، عدد جرمی سیستم مرکب است. ما در اینجا شش سیستم شکافت القایی با یون سنگین $^{۲۳۲}Th + {}^{۱۶}O$، $^{۲۳۶}U + {}^{۱۲}C$، $^{۲۳۷}Np + {}^{۱۱}B$، $^{۲۳۲}Th + {}^{۱۴}N$، $^{۲۳۵}U + {}^{۱۱}B$ و $^{۲۳۲}Th + {}^{۱۲}C$ را مورد بررسی قرار داده‌ایم که دربین آنها سیستمهای $^{۲۳۷}Np + {}^{۱۱}B$، $^{۲۳۶}U + {}^{۱۲}C$ و $^{۲۳۲}Th + {}^{۱۶}O$ منجر به تشکیل هسته مرکب ^{۲۴۸}Cf و سیستمهای $^{۲۳۲}Th + {}^{۱۴}N$ و $^{۲۳۵}U + {}^{۱۱}B$ منجر به تشکیل هستهٔ مرکب ^{۲۴۶}Bk و در نهایت سیستم $^{۲۳۲}Th + {}^{۱۲}C$ منجر به تشکیل هستهٔ مرکب ^{۲۴۴}Cm می‌گردد [۲، ۸-۱۰]. بررسی هر کدام از سیستمهای شکافت القایی با یون سنگین بر اساس مدل آماری نقطه زینی استاندارد مستلزم داشتن اطلاعاتی در مورد کمیتهای $<I^{۲}>$، $\frac{\Im_{eff}}{\hbar^{۲}}$، B_f و E_R می‌باشد.

۲. ۲. ۱. محاسبه $<I^{۲}>$

از آنجا که کمیت $<I^{۲}>$ متناسب با انرژی پرتابه است، لذا بر آن شدیم تا این وابستگی را به دست آوریم. لیکن با داشتن نقاط تجربی [۲، ۸-۱۰]، در مورد هر سیستم وابستگی این کمیت را بر حسب $E_{c.m}$ (انرژی پرتابه در چارچوب مرکز جرم) برآورد کرده‌ایم که در جدول ۱ آمده‌اند.

۲. ۲. ۳. محاسبه $\frac{\Im_{eff}}{\hbar^{۲}}$

$\frac{\Im_{eff}}{\hbar^{۲}}$ یکی از کمیتهای مهم در محاسبه ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت است که به نوبه خود به کمیت $<I^{۲}>$ وابسته می‌باشد. متفاوت بودن این وابستگی برای هر کدام از

جدول ۱. تقریب $< I^{۲} >$ بر حسب انرژی پرتابه در چارچوب مرکز جرم.

تقریب $< I^{۲} >$	سیستمهای شکافت یون سنگین
۵۰/۲۸ $E_{c.m}$ −۳۹۶۸/۸۸	$^{۱۶}O + ^{۲۳۲}Th$
۳۷/۷۵ $E_{c.m}$ −۲۳۵۲/۱۹	$^{۱۲}C + ^{۲۳۶}U$
۳۱/۶۰ $E_{c.m}$ −۱۶۰۰/۵۳	$^{۱۱}B + ^{۲۳۷}Np$
۴۰/۵۵ $E_{c.m}$ −۲۸۱۴/۰۰	$^{۱۴}N + ^{۲۳۲}Th$
۴۶/۴۲ $E_{c.m}$ −۲۵۲۶/۶۰	$^{۱۱}B + ^{۲۳۵}U$
۳۹/۳۰ $E_{c.m}$ −۲۳۶۸/۲۷	$^{۱۲}C + ^{۲۳۲}Th$

جدول ۲. تقریب $\frac{\Im_{eff}}{\hbar^{۲}}$ بر حسب $< I^{۲} >$ برای سیستمهای شکافت القایی با یون سنگین.

تقریب $\frac{\Im_{eff}}{\hbar^{۲}}$	سیستمهای شکافت با یون سنگین
۰/۰۴ $< I^{۲} >$ +۱۴۳/۲۸	$^{۱۶}O + ^{۲۳۲}Th$
۰/۰۲ $< I^{۲} >$ +۱۷۸/۴۳	$^{۱۲}C + ^{۲۳۶}U$
۰/۰۴ $< I^{۲} >$ +۱۵۹/۲۸	$^{۱۱}B + ^{۲۳۷}Np$
۰/۰۲ $< I^{۲} >$ +۱۴۸/۶۸	$^{۱۴}N + ^{۲۳۲}Th$
۰/۰۹ $< I^{۲} >$ +۱۰۳/۱۸	$^{۱۱}B + ^{۲۳۵}U$
۰/۰۲ $< I^{۲} >$ +۱۷۰/۰۰	$^{۱۲}C + ^{۲۳۲}Th$

سیستمهای شکافت با یون سنگین ما را بر آن داشت تا به محاسبه این کمیت بپردازیم. اینرسی دورانی هسته مرکب در نقطه زین نقش مهمی در توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت دارد که با مدل دورانی قطره مایعی محاسبه می‌شود. مدل سیرک یک مدل ماکروسکوپی از هسته دوران کننده می‌باشد. پارامترهای این مدل در حالت پایه هسته مرکب و ارتفاع سد هسته‌های غیر دوران کننده، با مدل قطره مایعی بهترین تطابق را دارد. بر اساس این مدل شکل هسته سه محوری در نظر گرفته می‌شود. مدل سیرک با محاسبات دقیق در مقاله سیرک شرح داده شده است [۱۱]. لذا با استفاده از این مدل، $\frac{\Im_{eff}}{\hbar^{۲}}$ را برای هر کدام از سیستمها به طور جداگانه حساب کرده و در جدول ۲ آورده‌ایم.

برای محاسبه انرژی برانگیختگی هسته‌های مرکب در نقطه زین باید دو کمیت B_f و E_R معلوم باشد. قصد داریم تأثیرات این دو کمیت را بر روی شش سیستم بررسی کنیم لیکن محاسبه این دو کمیت را برای سیستم $^{۱۲}C + ^{۲۳۲}Th$ انجام داده‌ایم که بر اساس مدل سیرک برابر است با:

$$B_f = ۲/۸ - ۹/۳ \times ۱۰^{-۴} < I^{۲} >,$$

$$E_R = ۰/۰۴ + ۳/۵۵ \times ۱۰^{-۳} < I^{۲} > .$$

در مورد شش سیستم، محاسبات انجام شده در جداول ۳ تا ۸ آمده است. و نمودارهای ناهمسانگردی زاویه‌ای بر اساس مدل نقطه زینی استاندارد بدون در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون در شکل ۳ نشان داده شده و با مقادیر تجربی آن مقایسه نموده‌ایم، با این توضیح که پارامتر چگالی تراز a را در مورد شش سیستم برابر با $\frac{A_{C.N}}{۹}$ در نظر گرفته‌ایم. باید دانست که خطای اندازه‌گیری ناهمسانگردی زاویه‌ای حدود ۵٪ است [۲، ۸-۱۰].

۳. تحلیل نمودارها

اگر داده‌های تجربی برای یک سیستم (پرتابه و هدف) با محاسبات مدل آماری در نقطه زینی استاندارد توافق داشته باشد، رفتار عادی در ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت مشاهده می‌شود. اما برای سیستمی که مقادیر ناهمسانگردی بیشتر از آنچه مدل آماری نقطه زینی استاندارد پیش‌بینی می‌کند باشد، خود نشان دهنده رفتار غیرعادی در ناهمسانگردی زاویه‌ای می‌باشد [۱۲]. بر اساس این مطلب در مورد سیستمهای $^{۱۲}C + ^{۲۳۶}U$، $^{۱۱}B + ^{۲۳۷}Np$، $^{۱۱}B + ^{۲۳۵}U$ و $^{۱۲}C + ^{۲۳۲}Th$ رفتار عادی در ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت وجود دارد و در مورد سیستمهای شکافت با یون سنگین $^{۱۶}O + ^{۲۳۲}Th$ و $^{۱۴}N + ^{۲۳۲}Th$ رفتار غیرعادی در ناهمسانگردی مشاهده می‌شود.

جدول ۳. محاسبهٔ کمیتهای لازم در محاسبهٔ ناهمسانگردی پاره‌های شکافت و مقایسهٔ آن با مقادیر تجربی برای سیستم $^{۱۶}O + ^{۲۳۲}Th$.

$E_{c.m}$ (MeV)	$< I^{۲} >$	$\frac{\Im_{eff}}{\hbar^{۲}}$ (MeV)$^{-۱}$	B_f (MeV)	E_R (MeV)	E_{ex} (MeV)	$K_{.}^{۲}$	A_{Th}	$A_{\exp}$
۹۳/۸۴	۷۴۹/۴۰	۱۷۳/۲۶	۲/۱۰	۲/۷۰	۵۳/۰۰	۲۴۰/۵۰	۱/۷۸	۱/۹۴ ± ۰/۰۹
۱۰۳/۶۸	۱۲۴۴/۱۵	۱۹۳/۰۷	۱/۶۴	۴/۴۶	۶۱/۰۰	۲۸۷/۵۶	۲/۰۸	۲/۱۶ ± ۰/۱۰
۱۱۷/۳۶	۱۹۳۲/۰۰	۲۲۰/۵۶	۱/۰۰	۶/۹۰	۷۳/۰۰	۳۵۹/۳۵	۲/۳۴	۲/۴۰ ± ۰/۱۲
۱۳۶/۰۰	۲۸۶۹/۲۰	۲۵۸/۰۸	۰/۱۳	۱۰/۲۳	۸۹/۱۰	۴۶۴/۵۶	۲/۵۴	۲/۶۴ ± ۰/۱۳

جدول ۴. محاسبهٔ کمیتهای لازم در محاسبهٔ ناهمسانگردی پاره‌های شکافت و مقایسهٔ آن با مقادیر تجربی برای سیستم $^{۱۲}C + ^{۲۳۶}U$.

$E_{c.m}$ (MeV)	$< I^{۲} >$	$\frac{\Im_{eff}}{\hbar^{۲}}$ (MeV)$^{-۱}$	B_f (MeV)	E_R (MeV)	E_{ex} (MeV)	$K_{.}^{۲}$	A_{Th}	$A_{\exp}$
۷۸/۰۰	۵۹۲/۳۱	۱۹۰/۲۷	۲/۲۵	۲/۱۴	۴۶/۰۰	۲۴۵/۸۶	۱/۶۰	۱/۶۸ ± ۰/۰۸
۸۲/۲۵	۷۵۲/۷۴	۱۹۳/۴۸	۲/۱۰	۲/۷۱	۵۲/۶۵	۲۶۷/۴۷	۱/۷۰	۱/۷۸ ± ۰/۰۹
۹۲/۳۷	۱۱۳۴/۷۷	۲۰۱/۱۲	۱/۷۴	۴/۱۰	۶۱/۷۴	۳۰۱/۱۰	۱/۹۵	۲/۰۸ ± ۰/۱۰
۱۰۶/۶۹	۱۶۷۵/۳۵	۲۱۱/۹۴	۱/۲۴	۶/۰۰	۷۴/۶۵	۳۴۸/۸۷	۲/۲۰	۲/۳۵ ± ۰/۱۱
۱۲۵/۴۴	۲۳۸۳/۱۸	۲۲۶/۱۰	۰/۵۸	۸/۵۰	۹۱/۵۶	۴۱۲/۱۸	۲/۴۷	۲/۴۰ ± ۰/۱۲

جدول ۵. محاسبهٔ کمیتهای لازم در محاسبهٔ ناهمسانگردی پاره‌های شکافت و مقایسهٔ آن با مقادیر تجربی برای سیستم $^{۱۱}B + ^{۲۳۷}Np$.

$E_{c.m}$ (MeV)	$< I^{۲} >$	$\frac{\Im_{eff}}{\hbar^{۲}}$ (MeV)$^{-۱}$	B_f (MeV)	E_R (MeV)	E_{ex} (MeV)	$K_{.}^{۲}$	A_{Th}	$A_{\exp}$
۵۷/۵۵	۲۱۸/۰۵	۱۶۸/۰۰	۲/۶۰	۰/۸۱	۴۰/۴۵	۲۰۳/۵۶	۱/۲۷	۱/۴۲ ± ۰/۰۷
۷۶/۵۲	۸۱۷/۰۲	۱۹۱/۰۰	۲/۰۴	۳/۰۰	۵۷/۷۸	۲۷۶/۶۰	۱/۷۳	۱/۷۴ ± ۰/۰۹
۱۱۳/۱۰	۱۹۷۳/۴۳	۲۳۸/۲۲	۰/۹۷	۷/۰۴	۹۱/۴۰	۴۳۴/۰۰	۲/۱۳	۲/۱۱ ± ۰/۱۰

جدول ۶. محاسبهٔ کمیتهای لازم در محاسبهٔ ناهمسانگردی پاره‌های شکافت و مقایسهٔ آن با مقادیر تجربی برای سیستم $^{۱۴}N + ^{۲۳۲}Th$.

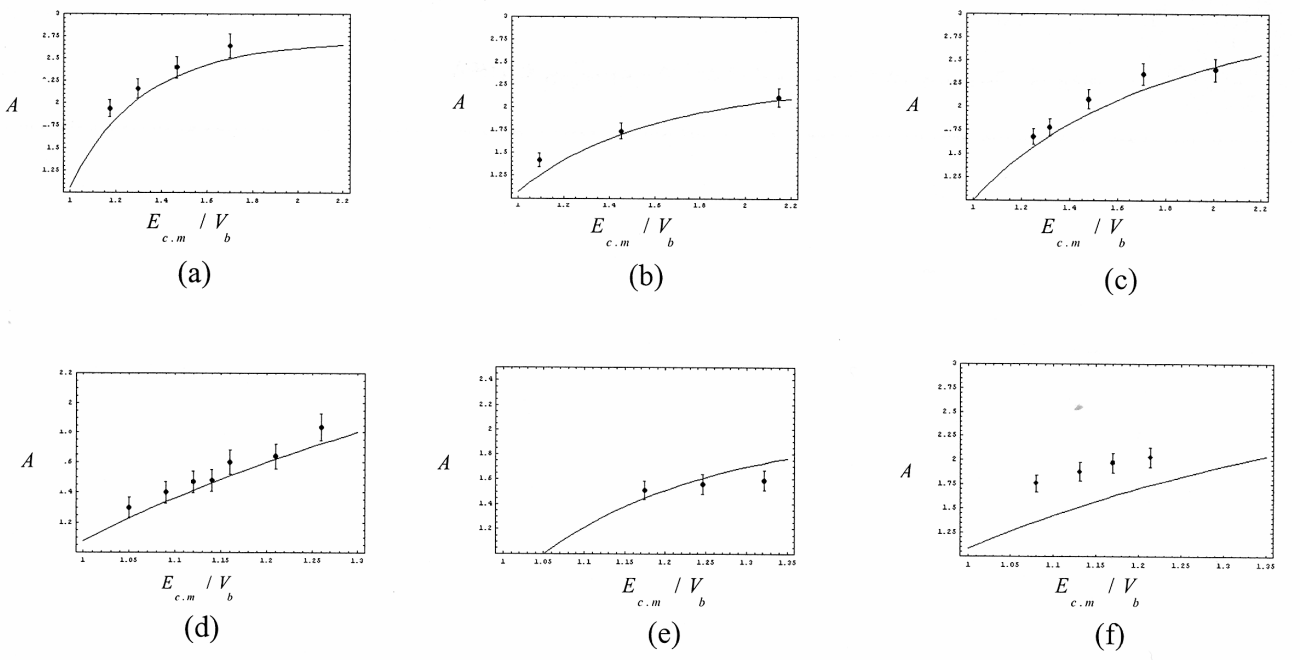
$E_{c.m}$ (MeV)	$< I^{۲} >$	$\frac{\Im_{eff}}{\hbar^{۲}}$ (MeV)$^{-۱}$	B_f (MeV)	E_R (MeV)	E_{ex} (MeV)	$K_{.}^{۲}$	A_{Th}	$A_{\exp}$
۷۶/۳۶	۲۸۲/۴۰	۱۵۴/۳۳	۲/۵۴	۱/۰۴	۴۷/۱۲	۲۰۲/۶۳	۱/۳۵	۱/۷۶ ± ۰/۰۸
۸۰/۰۰	۴۳۰/۰۰	۱۵۷/۲۸	۲/۴۰	۱/۵۷	۵۰/۴۰	۲۱۳/۵۸	۱/۵۰	۱/۸۸ ± ۰/۰۹
۸۲/۷۲	۵۴۰/۳۰	۱۵۹/۵۰	۲/۳۰	۱/۹۶	۵۲/۸۱	۲۲۱/۷۱	۱/۶۱	۱/۹۷ ± ۰/۱۰
۸۵/۸۳	۶۶۶/۴۰	۱۶۲/۰۰	۲/۱۸	۲/۴۰	۵۶/۰۰	۲۳۱/۹۰	۱/۷۳	۲/۰۳ ± ۰/۱۱

جدول ۷. محاسبهٔ کمیتهای لازم در محاسبهٔ ناهمسانگردی پاره‌های شکافت و مقایسهٔ آن با مقادیر تجربی برای سیستم $^{11}B + {}^{235}U$.

$E_{c.m}$ (MeV)	$< I^2 >$	$\frac{\Im_{eff}}{\hbar^2}$ $(\text{MeV})^{-1}$	B_f (MeV)	E_R (MeV)	E_{ex} (MeV)	K_0^2	A_{Th}	$A_{\exp}$
۶۱/۰۵	۳۰۷/۳۴	۱۳۰/۸۴	۲/۵۱	۱/۱۳	۴۳/۰۲	۱۶۴/۱۵	۱/۴۶	۱/۵۱ ± ۰/۰۷
۶۴/۸۰	۴۸۱/۴۱	۱۴۶/۶۰	۲/۳۵	۱/۷۵	۴۶/۳	۱۹۰/۸۱	۱/۶۳	۱/۵۶ ± ۰/۰۸
۶۸/۷۴	۶۶۴/۳۱	۱۶۳/۰۰	۲/۱۸	۲/۴	۴۹/۷۶	۲۲۰/۰۰	۱/۷۵	۱/۵۹ ± ۰/۰۸

جدول ۸. محاسبهٔ کمیتهای لازم در محاسبهٔ ناهمسانگردی پاره‌های شکافت و مقایسهٔ آن با مقادیر تجربی برای سیستم $^{12}C + {}^{232}Th$.

$E_{c.m}$ (MeV)	$< I^2 >$	$\frac{\Im_{eff}}{\hbar^2}$ $(\text{MeV})^{-1}$	B_f (MeV)	E_R (MeV)	E_{ex} (MeV)	K_0^2	A_{Th}	$A_{\exp}$
۶۴/۶۸	۱۷۳/۶۵	۱۷۳/۴۸	۲/۶۴	۰/۶۶	۳۸/۳۸	۲۰۶/۴	۱/۲۱	۱/۳۰ ± ۰/۰۶
۶۷/۱۴	۲۷۰/۳۳	۱۷۵/۴۲	۲/۵۵	۱/۰۰	۴۰/۶۰	۲۱۴/۶۷	۱/۳۲	۱/۴۰ ± ۰/۰۷
۶۹/۰۰	۳۴۳/۴۳	۱۷۶/۸۸	۲/۴۸	۱/۲۶	۴۲/۲۶	۲۲۱/۳۶	۱/۳۹	۱/۴۷ ± ۰/۰۷
۷۰/۲۲	۳۹۱/۳۷	۱۷۷/۸۴	۲/۴۳	۱/۴۳	۴۳/۳۶	۲۲۵/۰۰	۱/۴۴	۱/۴۸ ± ۰/۰۷
۷۱/۴۵	۴۳۹/۷۱	۱۷۸/۸۰	۲/۴۰	۱/۶۰	۴۴/۴۶	۲۲۹/۰۰	۱/۴۸	۱/۶۰ ± ۰/۰۸
۷۴/۵۴	۵۶۱/۱۵	۱۸۱/۲۴	۲/۲۸	۲/۰۳	۴۷/۲۳	۲۳۹/۲۲	۱/۵۹	۱/۶۴ ± ۰/۰۸
۷۷/۶۱	۶۸۱/۸۰	۱۸۳/۶۴	۲/۱۶	۲/۴۶	۵۰/۰۰	۲۴۹/۴۰	۱/۶۸	۱/۸۴ ± ۰/۰۹



شکل ۳. (a) ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای سیستم $^{16}O + {}^{232}Th$. نقاط تجربی اندازه‌گیری شده در آزمایشگاه با مقادیر پیش‌بینی شده در مدل آماری نقطه زینی استاندارد مقایسه شده است، V_b ارتفاع سد شکافت است. (b) به طور مشابه برای سیستم $^{12}C + {}^{236}U$. (c) به طور مشابه برای سیستم $^{11}B + {}^{237}Np$. (d) به طور مشابه برای سیستم $^{14}N + {}^{232}Th$. (e) به طور مشابه برای سیستم $^{11}B + {}^{235}U$. (f) به طور مشابه برای سیستم $^{12}C + {}^{232}Th$.

جدول ۹. محاسبهٔ α و α_{BG} و مقایسهٔ بین آنها برای سیستمهای شکافت القایی با یون سنگین.

سیستمهای شکافت با یون سنگین	مقدار α	مقدار α_{BG}	مقایسه α و α_{BG}
$^{16}O+^{232}Th$	۰/۸۷	۰/۸۹	$\alpha<\alpha_{BG}$
$^{12}C+^{236}U$	۰/۹۰	۰/۸۹	$\alpha<\alpha_{BG}$
$^{11}B+^{237}Np$	۰/۹۱	۰/۸۹	$\alpha<\alpha_{BG}$
$^{14}N+^{232}Th$	۰/۸۸	۰/۸۹	$\alpha<\alpha_{BG}$
$^{11}B+^{235}U$	۰/۹۱	۰/۸۹	$\alpha<\alpha_{BG}$
$^{12}C+^{232}Th$	۰/۹۰	۰/۸۹	$\alpha<\alpha_{BG}$

کمیت عدم تقارن جرمی کانال ورودی[۱] به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\alpha=\frac{(A_T-A_P)}{(A_T+A_P)}\ , \qquad (۷)$$

که در آن A_T و A_P به ترتیب عدد جرمی هسته هدف و عدد جرمی پرتابه است. کمیت عدم تقارن جرمی بحرانی بوزینارو-گالن[۲] به صورت زیر تعریف می‌گردد [۱۲، ۱۳]:

$$\alpha_{BG}=\begin{cases}p\sqrt{(\chi-\chi_{BG})/[(\chi-\chi_{BG})+q]} & \chi>\chi_{BG}\\ 0 & \chi<\chi_{BG}\ ,\end{cases} \qquad (۸)$$

در این معادله $\chi_{BG}=$۰/۳۹۶، $p=$۱/۱۲ و $q=$۰/۲۴ است. χ پارامتر شکافت‌پذیری است که با رابطهٔ $\chi=\dfrac{Z^2/A}{۵۰/۸۸۳\left\{۱-۱/۷۸۲۶\left[\dfrac{(N-Z)}{A}\right]^2\right\}}$ داده می‌شود. برای سیستم شکافت القایی با یون سنگین بر اساس آنکه α در کدام سمت α_{BG} قرار داشته باشد رفتارهای متفاوتی به چشم می‌خورد. در حالت کلی هنگامی که $\alpha>\alpha_{BG}$ باشد، رفتار عادی و اگر $\alpha>\alpha_{BG}$ باشد رفتار غیر عادی در ناهمسانگردی مشاهده می‌شود [۱۲، ۱۳]. بر این اساس کمیتهای α و α_{BG} را برای هر کدام از سیستمها محاسبه کرده و در جدول ۹ نشان داده‌ایم.

همان طور که انتظار داشتیم در مورد سیستمهای $^{16}O+^{232}Th$ و $^{14}N+^{232}Th$ یک رفتار غیر عادی در ناهمسانگردی زاویه‌ای و در سیستمهای $^{12}C+^{236}U$، $^{11}B+^{237}Np$، $^{11}B+^{235}U$ و $^{12}C+^{232}Th$ رفتار عادی در ناهمسانگردی زاویه‌ای مشاهده می‌شود.

۴. بررسی شکافت القایی با یون سنگین با در نظر گرفتن گسیل نوترونها

با برخورد پرتابه به هستهٔ هدف و تشکیل هستهٔ مرکب، در دو مرحله نوترون از هستهٔ مرکب گسیل می‌شود. مرحله اول از لحظه تشکیل هستهٔ مرکب تا رسیدن آن به نقطهٔ زین که نوترونهای گسیلی در این مرحله را نوترونهای پیش نقطهٔ زین[۳] نامیده و مرحله دوم از لحظه گذار هسته مرکب از نقطهٔ زین تا رسیدن آن به نقطهٔ انقطاع که نوترونهای گسیلی در این مرحله را نوترونهای پس نقطه زین[۴] می‌نامند [۴، ۱۴]. گسیل نوترونها سبب کاهش انرژی برانگیختگی و نهایتاً افزایش ناهمسانگردی می‌شود. انرژی برانگیختگی با در نظر گرفتن گسیل نوترون طبق رابطه زیر داده می‌شود [۱۵-۲۰]:

$$E_{ex}=E_{c.m}+Q-B_f-E_R-\upsilon E_n \qquad (۶)$$

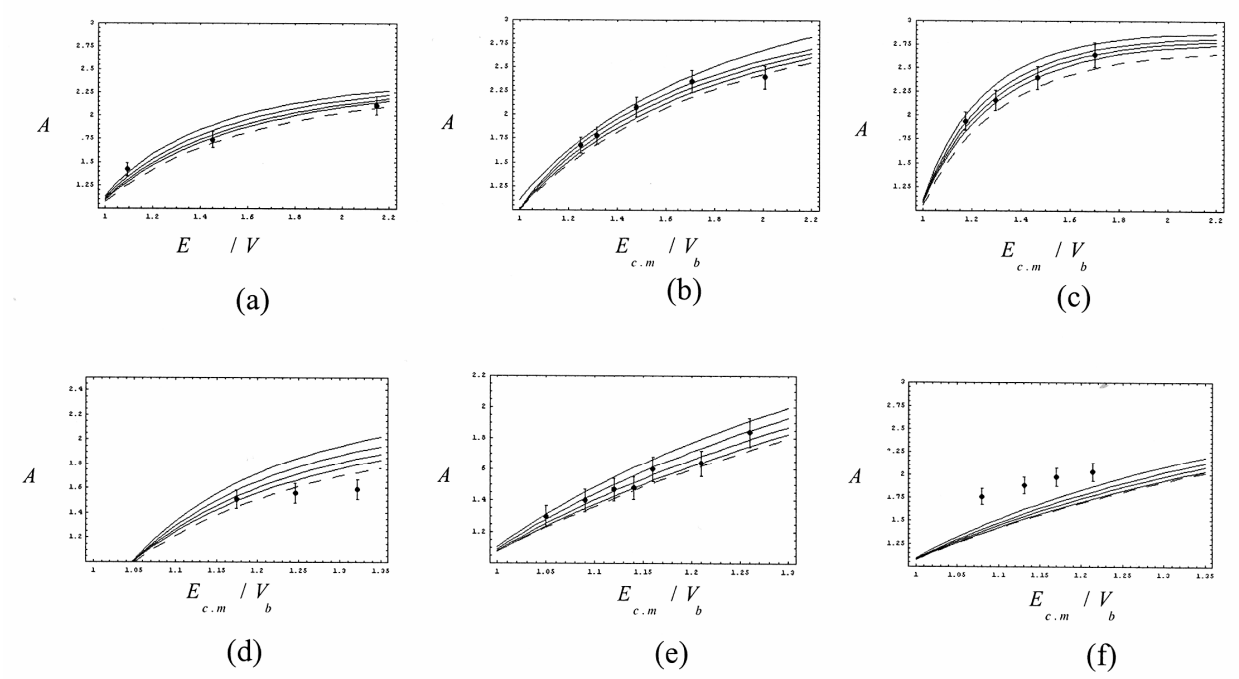
که در آن υ تعداد نوترونهای گسیل شده و E_n انرژی است که توسط هر کدام از نوترونها حمل می‌شود. متوسط انرژی که توسط هر نوترون گسیلی حمل می‌شود را ۵ MeV و υ را

۱. Entrance-channel mass asymmetry

۲. Businaro-Gallone critical mass asymmetry

۳. Pre-saddle neutrons

۴. Post-saddle neutrons



شکل ۴. (a) ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای سیستم $^{16}O+^{232}Th$. منحنی خط چین ناهمسانگردی را بدون در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون و منحنیهای پیوسته به ترتیب از پایین به بالا ناهمسانگردی را با در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون برای گسیل ۴،۳،۲،۱ نوترون را نشان می‌دهند.(b) به طور مشابه برای سیستم $^{12}C+^{236}U$. (c) به طور مشابه برای سیستم $^{11}B+^{237}Np$. (d) به طور مشابه برای سیستم $^{14}N+^{232}Th$. (e) به طور مشابه برای سیستم $^{11}B+^{235}U$. (f) به طور مشابه برای سیستم $^{12}C+^{232}Th$.

برای سیستمهای مورد مطالعه ۱، ۲، ۳ و ۴ انتخاب می‌کنیم. مقادیر پیش‌بینی ناهمسانگردی زاویه‌ای را برای سیستمهای مورد مطالعه بدون در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون و با در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون محاسبه کرده و در شکل ۴ آورده‌ایم. همچنین به علت استفاده از مدل آماری نقطه زینی استاندارد در محاسبات فرض می‌شود که نوترونها قبل از رسیدن هستهٔ مرکب به نقطهٔ زین گسیل شوند.

۴. ۱. محاسبه میانگین نوترونهای گسیلی

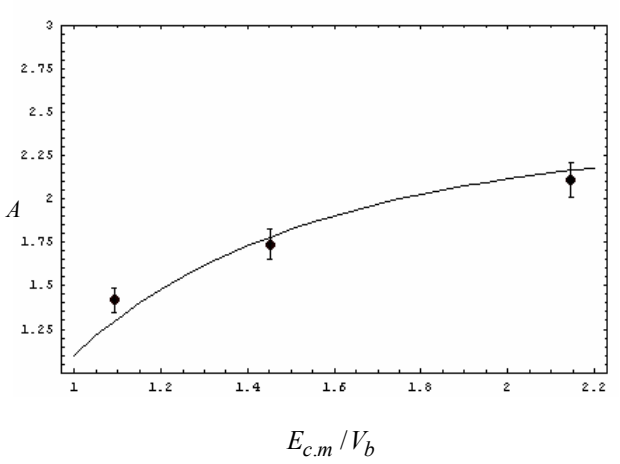
در مورد سیستمهایی که در آنها مدل آماری نقطه زینی استاندارد صادق است، با توجه به نمودارهای ناهمسانگردی زاویه‌ای که با در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون به دست آمده‌اند، میانگین نوترونهای گسیلی را بر اساس بهترین برازش بین نمودار تئوری با داده‌های تجربی پیش‌بینی کرده و در شکلهای ۵ تا ۸ آورده‌ایم.

۵. بحث و نتیجه‌گیری

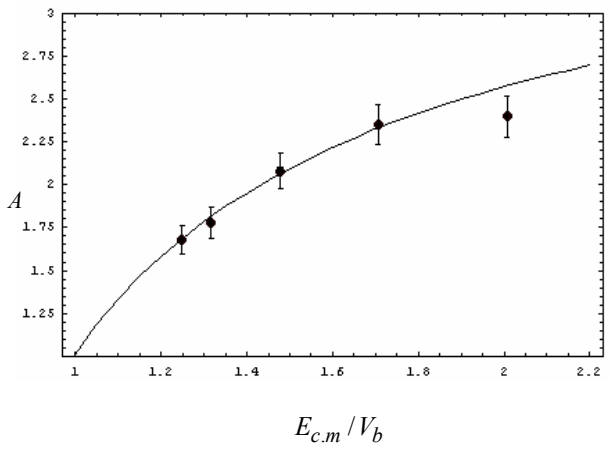
بر اساس محاسبات انجام شده در مورد سیستمهای شکافت القایی با یون سنگین نتایج زیر به دست آمده‌اند:

۱) همان طور که ذکر کردیم برای رسم نمودارهای ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت در سیستمهای شکافت القایی یون سنگین، دو کمیت E_R و B_f را ثابت در نظر گرفتیم. لذا با مشاهدهٔ شکل ۳ و برازش منحنیهای تئوری با داده‌های تجربی (به غیر از دو سیستم $^{14}N+^{232}Th$ و $^{16}O+^{232}Th$ که دارای رفتار غیرعادی در ناهمسانگردی بودند) نتیجه می‌گیریم که در مورد سیستمهای شکافت القایی یون سنگین که هسته‌های مرکب از نظر عدد جرمی تفاوت چندانی با یکدیگر ندارند، ناهمسانگردی پاره‌های شکافت نسبت به دو کمیت E_R و B_f حساس نبوده و برای این نوع سیستمها، ثابت گرفتن این دو کمیت عمل معقولی به نظر می‌رسد.

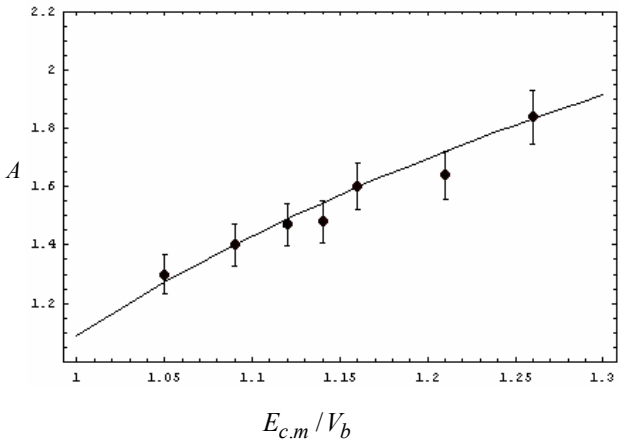
۲) ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت به انرژی



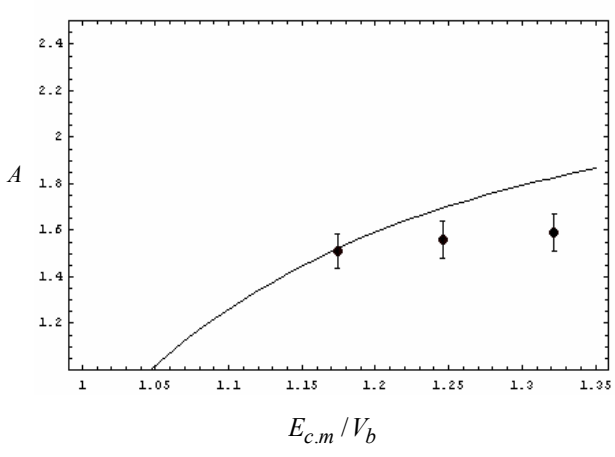
شکل ۵. بهترین برازش نمودار تئوری ناهمسانگردی پاره‌های شکافت با نقاط تجربی برای سیستم $^{237}Np + {}^{11}B$. در این حالت، میانگین نوترونهای گسیلی $\bar{\nu} = 1/6$ پیش‌بینی شده است.



شکل ۶. بهترین برازش نمودار تئوری ناهمسانگردی پاره‌های شکافت با نقاط تجربی برای سیستم $^{236}U + {}^{12}C$. در این حالت، میانگین نوترونهای گسیلی $\bar{\nu} = 2/9$ پیش‌بینی شده است.



شکل ۷. بهترین برازش نمودار تئوری ناهمسانگردی پاره‌های شکافت با نقاط تجربی برای سیستم $^{232}Th + {}^{12}C$. در این حالت، میانگین نوترونهای گسیلی $\bar{\nu} = 2/7$ پیش‌بینی شده است.



شکل ۸ . بهترین برازش نمودار تئوری ناهمسانگردی پاره‌های شکافت با نقاط تجربی برای سیستم $^{235}U + {}^{11}B$. در این حالت، میانگین نوترونهای گسیلی $\bar{\nu} = 1/6$ پیش‌بینی شده است.

برانگیختگی وابسته است، لذا در سیستمهایی که منجر به تشکیل یک هستهٔ مرکب مشابه در انرژی برانگیختگی یکسانی شوند، انتظار می‌رود که ناهمسانگردی یکسان باشد.

معذالک همان طور که در جداول ۳ تا ۵ مشخص شده است در سیستمهایی که هستهٔ مرکب ^{248}Cf تشکیل شده است در برخی از انرژیهای پرتابه، انرژی برانگیختگی تقریباً یکسان است اما مقادیر ناهمسانگردی متفاوتی مشاهده می‌شود (این وضعیت در مورد هستهٔ مرکب ^{246}Bk نیز صادق است). لذا می‌توان نتیجه گرفت که هستهٔ مرکب یکسان در انرژیهای برانگیختگی یکسان در مورد سیستمهای شکافت القایی با یون سنگین، شرط کافی در یکسان بودن ناهمسانگردی نخواهد بود و نوع پرتابه، انرژی پرتابه و هستهٔ هدف نیز می‌توانند تأثیرگذار باشند.

۳) با توجه به شکل ۴ در مورد هر کدام از سیستمهای شکافت القایی با یون سنگین، مقدار پیش‌بینی شده ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت بر اساس مدل آماری نقطه زینی استاندارد به تصحیح گسیل نوترون حساس است. مشاهده می‌شود که این تصحیح برای برخی از سیستمها منجر به برازش کامل منحنی تئوری با داده‌های تجربی می‌شود. لذا در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون در محاسبهٔ تئوری ناهمسانگردی بر اساس مدل آماری نقطه زینی استاندارد شرط لازم و کافی در رسیدن به نتیجه مطلوب در محاسبهٔ ناهمسانگردی پاره‌های شکافت خواهد بود.

۴) همان طور که اشاره شد بررسی تجربی نشان می‌دهد که در سیستمهای شکافت القایی یون سنگین اگر رابطهٔ ($\alpha > \alpha_{B.G}$) برقرار باشد انتظار رفتار عادی در ناهمسانگردی وجود دارد، در غیر این صورت رفتار غیرعادی در ناهمسانگردی مشاهده می‌شود. این رفتار غیرعادی را می‌توان حاصل از یکی از رویدادهای، شکافت سریع، شبه شکافت[۱] و یا شکافت قبل از تعادل[۲] دانست. شکافت سریع در سیستمهای شکافت القایی یون سنگین زمانی روی می‌دهد که پارامتر شکافت زیاد بوده و در نتیجه ارتفاع سد شکافت بسیار کوچک باشد [۲۱، ۲۲، ۲۳]. در این حالت هستهٔ مرکب قبل از رسیدن به تعادل توزیع K (تصویر I بر روی محور شکافت) در نقطهٔ زین شکافته می‌شود. شبه شکافت بیشتر در مورد سیستمهایی روی می‌دهد که پرتابه بسیار سنگین باشد ($A=۲۰$) [۲۱، ۲۵–۲۷]. شکافت قبل از تعادل به علت حضور هستهٔ غیر مرکب[۳] همراه با هسته مرکب در رویداد شکافت است [۲۷]. در مورد سیستمهایی که بررسی شده‌اند دو سیستم $^{۱۶}O+^{۲۳۲}Th$ و $^{۱۴}N+^{۲۳۲}Th$ دارای رفتار غیرعادی در ناهمسانگردی بودند. در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون در سیستم $^{۱۶}O+^{۲۳۲}Th$ (بر خلاف سیستم $^{۱۴}N+^{۲۳۲}Th$) موجب تغییر محسوسی در انتقال نمودار تئوری ناهمسانگردی زاویه‌ای می‌شود. رفتار غیرعادی ناهمسانگردی در هر دوسیستم نمی‌تواند به علت حضور شکافت سریع و یا شبه شکافت باشد. زیرا نه ارتفاع سد شکافت بسیار کوچک است و نه پرتابه‌ها در محدودهٔ رویداد شبه شکافت قرار دارند ($A=۲۰$ است). لذا در هر دو سیستم، رفتار غیرعادی ناهمسانگردی به علت حضور هستهٔ غیرمرکب همراه با هستهٔ مرکب در رویداد شکافت یعنی شکافت قبل از تعادل می‌باشد. اما چرا در نظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون در مورد سیستم $^{۱۶}O+^{۲۳۲}Th$ بسیار حساس‌تر ازسیستم $^{۱۴}N+^{۲۳۲}Th$ است (شکلهای ۱۰ و ۱۳) ؟

حضور ناچیز هستهٔ غیرمرکب در شکافت باعث افزایش زیادی در میزان ناهمسانگردی می‌شود. لذا برای پاسخ به این سؤال باید اینگونه در نظر بگیریم که در مورد سیستم $^{۱۴}N+^{۲۳۲}Th$ حضور هستهٔ غیرمرکب همراه با هسته مرکب نسبت به این حضور در سیستم $^{۱۶}O+^{۲۳۲}Th$ بیشتر است. این حضور باعث افزایش بیشتر در مقدار ناهمسانگردی می‌شود و درنظر گرفتن تصحیح گسیل نوترون نیز نمی‌تواند نمودار تئوری را با نقاط تجربی برازش کند.

۱.Quasi-Fission

۲. Pre equilibrium-Fission

۳. Non Compound Nucleus

مراجع

1. A Bohr, *Proc. U.N. Int. conf.* Vol. **2** (1956) 151.
2. S Kailas, *Phys. Rep*. **284** (1997) 381.
3. R Vandenbosch and J R Huizenga, "*Nuclear Fission*", Academic Press, New York, (1973).
4. J O Newton, *Sov. J. Nucl. Phys*. **21** (1990) 349; *Pramana. J. Phys*. **39** (1989) 175.
5. J R Huizenga, A N Behkami and L G Moretto, *Phys. Rev*. **177** (1969) 1826.
6. I Halpern and V M Strutinsky, *Proc. U.N. Int. conf. Peaceful uses At. Energy*, **15** (1958) 408.

7. E K Hyde, "*The Nuclear Properties of the Heavy Elements*", **3**, Dover Publication, New York, (1970).
8. S Kailas, *Indian Academy of Science*, **53**, No. 3, (1999) 485.
9. R Vandenbosch, *et al*., *Phys. Rev*. C, **54**, No. 3, (1996) 54.
10. R Behera, et al., *Nucl. Phys*. A **734** (2004) 249.
11. A J Sierk, *Phys. Rev*. C **33** (1986) 2039.
12. V S Ramamurthy, S S Kapoor, *Proc. Int. conf. on Nucl. Phys. Harrogate*, UK, a ds J L Purell, J M Irvine, G C Morrison, *IOP conf. Proc*. **1**, No. **86** (1986) 292.
13. U L Businaro, S Gallone, *Nuovo Cimento* **5** (1957) 915.
14. D Hilscher, I I Gontchar and H Rossner, *Phys. Atomic Nuclie* **57** (1994) 1187.
15. A Karnik, *et al*., *Phys. Rev*. C **52** (1995) 3189.
16. R Vandenbosch, *et al*., *Phys. Rev*. C **54** (1996) 977.
17. H Rossner, D J Hinde, J R Leigh, J P Lestone, J O Newton, J X Wei, S Elfstrom, *Phys. Rev*. C **45** (1992) 719.
18. A Saxena, et al., *Phys. Rev*. C **47** (1993) 403.
19. S Kailas, P Singh, *Nucl. Phys*. A **347** (1994) 267.
20. C R Morton, *et al*., *Z. Phys. Rev*. C **52** (1995) 243.
21. C Ngo, *Prog. Part. Nucl. Phys*. **16** (1986) 139.
22. C Lebrun, *et al*., *Nucl. Phys*. A **321** (1979) 207.
23. B Borderie, *et al*., *Phys*. A **299** (1981) 263.
24. B B Back, *et al*., *Phys. Rev*. C **32** (1985) 195; C **33** (1986) 385.
25. W J Swiatecki, *Phys. Scr*. **24** (1981) 113.
26. W Q Shen, *et al*., *Phys. Rev*. C **36** (1987) 115.
27. V S Ramamurthy, S S Kapoor, *Phys. Rev. Lett*. **54** (1985) 178.