

بررسی دینامیکی انرژی جنبشی متوسط پاره‌های شکافت واداشته یون سنگین برای هسته مرکب ^{256}Fm با استفاده از معادلات لانگوین

محمد رضا پهلوانی^۱، سید مهدی میرفتحی^۲

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر، کدپستی: ۱۶۶۷-۴۷۴۱۶

چکیده

در این مقاله توزیع انرژی جنبشی پاره‌های شکافت برای هسته مرکب ^{256}Fm با استفاده از معادله لانگوین سه متغیره محاسبه شده است. عدم تقارن جرمی پاره‌ها، وضعیت پاره‌ها در نقطه جدایی و فاصله مراکز جرم دو پاره بعنوان کمیت‌های موثر در تعیین انرژی جنبشی پاره‌های شکافت در نظر گرفته شده‌اند. نتایج حاصل از محاسبات با داده‌های تجربی موجود در مراجع مقایسه شده است. این مقایسه نشان می‌دهد که نتایج حاصل از معادلات لانگوین با بهره‌گیری از روش مونت کارلو توافق نسبتاً خوبی با داده‌های تجربی دارد.

واژه‌های کلیدی: یون سنگین، انرژی جنبشی، مونت کارلو، معادلات لانگوین، شکافت

۱- مقدمه

در طول چند دهه اخیر تلاش‌های فراوانی برای بررسی دینامیکی واکنش شکافت بصورت تجربی و نظری صورت گرفته است [1-3]. نتایج حاصل از مدل استاندارد آماری بعنوان بهترین مرجع مطالعات نظری در بررسی شکافت در بسیاری از موارد از مخصوصاً در انرژی‌های نزدیک به سد پتانسیل هسته توافق خوبی با تجربه ندارد. توزیع انرژی و جرمی پاره‌های شکافت، تکثیر نوترون و ذرات باردار از جمله این موارد می‌باشند. لذا اخیراً بهره‌گیری از معادله فوکریلانک و معادلات لانگوین پنجره‌ای نوین را به سوی تحلیل روند واکنش شکافت گشوده است [3]. یکی از مباحث مورد علاقه محققین هسته‌ای بررسی حرکات تجمعی هسته تحریکی شکل گرفته در جریان همجوشی دو یون سنگین می‌باشد. با استفاده از معادلات لانگوین این حرکات بصورت حرکت براونی در حمام حرارتی در نظر گرفته می‌شود. در این دیدگاه هسته سنگین تشکیل شده از همجوشی یونهای سنگین در جریان تحول با عبور از نقطه بحرانی (saddle point) و نقطه جدایی (scission point) بخشی از انرژی خود را با گسیل ذرات باردار سبک و پرتوهای گاما و نوترون از دست می‌دهد که این اثر بعنوان یک اثر اتلافی در نظر گرفته می‌شود. از جنبه دیگر در نظر گرفتن پدیده شکافت بصورت نامتقارن نسبت به شکافت متقارن میزان متفاوتی از گسیل ذرات را به همراه دارد. این مسئله

¹ E.mail: m.pahlavani@umz.ac.ir

² E.mail: m.mirfathi@umz.ac.ir

بهمراه در نظر گرفتن زمان نسبتاً طولانی برای تحول هسته مرکب از نقطه بحرانی به جدایی توزیع انرژی پاره های شکافت را تحت تأثیر قرار می دهد [۳-۶]. در این پژوهش توجه ما معطوف به نحوه اثر گذاری پارامتر عدم تقارن جرمی پاره ها بر توزیع انرژی آنها بوده است. علت بکارگیری معادلات لانگوین با سه متغیر این بود که بدون هیچگونه محدودیتی توزیع جرمی پارخ خای شکافت را تحت پوشش قرار می دهد. همچنین استفاده از شیوه مونت کارلو تاکید بر حرکت براونی نوکلئونها در داخل هسته دارد. توجه به این نکته قابل تامل است که در محاسبات انجام شده فقط شکافت کامل در نظر گرفته شده و از کانالهای دیگر از جمله شکافت سریع و شبه شکافت که احتمال کمتری دارند صرف نظر شده است.

۲- مدل محاسباتی

ما در محاسبات خود از شاخص بندی *funny hills* بهره خواهیم برد که مشتمل بر سه شاخص (c, h, α) می باشد [7]. که در این میان شاخص عدم تقارن α ، اساساً برای محاسبه توزیع انرژی و جرم پاره های شکافت به کار برده می شود. h معرف گردنه بین دو پاره و c نشانگر کشیدگی هسته مرکب خواهد بود. سطح هسته نیز تحت معادله زیر تعریف می گردد [8]:

$$\rho_s^2(z) = \begin{cases} (c^2 - z^2)(A_s + B_{sh}z^2/c^2 + \alpha z/c) & B_{sh} \geq 0 \\ (c^2 - z^2)(A_s + \alpha z/c) \exp(B_{sh}cz^2) & \text{Otherwise} \end{cases} \quad (2-1)$$

معادلات لانگوین مورد استفاده ما نیز به صورت زیر تعریف شده اند [8]:

$$\dot{q}_i = \frac{p_j}{m_{ij}}, \quad (2-2)$$

$$\dot{p}_i = -\frac{1}{2} p_j p_k \frac{\partial}{\partial q_i} \left(\frac{1}{m_{ij}} \right) - \frac{\partial F}{\partial q_i} - \eta_{ij} \frac{p_k}{m_{ij}} + R(t) \quad (2-3)$$

که در آن $\eta_{ij} \frac{p_k}{m_{ij}}$ که دارای تغییرات نسبتاً آرامی است و توصیف کننده اثر متوسط حمام حرارتی بر روی نوکلئون ها بوده اصطلاحاً اصطکاک نام دارد. q معرف مختصه های مربوط به شکل هسته (همچون کشیدگی) و p معرف تکانه مربوط به آن مختصه است. F نیروی آزاد و m اینرسی سیستم تحت بررسی است [9,10]. $R(t)$ که دارای افت و خیزهای زیادی است وابسته به اثرات لحظه ای مربوط به برخورد نوکلئونها با حمام حررتی و به صورت کاملاً تصادفی در نظر گرفته می شود و میانگین آن صفر بوده و دارای توزیع احتمال مشخصی می باشد. در ادامه با صورت چند بعدی حالت های متفاوت ضریب اصطکاک η [8] آشنا خواهیم شد. تا قبل از دستیابی مقدار کشیدگی c به c_{win} (که معرف موقعیت شکل گیری و متمایز شدن دو بخش هسته مرکب است) رابطه زیر معرف η خواهد بود:

$$\eta_{wall_{ij}}(c < c_{win}) = \frac{\pi \rho_m \bar{v}}{2} \int_{z_{min}}^{z_{max}} \left(\frac{\partial^2 \rho_s^2}{\partial q_j \partial q_i} \right) \left(\rho_s^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2 \right)^{-1/2} dz \quad (2-4)$$

که در آن اندیس های i و j متمایز کننده سه شاخص مطرح در *funny hills* خواهند بود. پس از اینکه مقدار کمیت کشیدگی c از c_{win} بیشتر شد، η از رابطه زیر بدست می آید:

$$\eta_{wall_{ij}}(c \geq c_{win}) = \frac{\pi \rho_m \bar{v}}{2} \left\{ \int_{z_{min}}^{z_{neck}} \left(\frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_i} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_1}{\partial q_i} \right) \left(\frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_j} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_1}{\partial q_j} \right) \left(\rho_s^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2 \right)^{-1/2} dz \right. \\ \left. + \int_{z_{neck}}^{z_{max}} \left(\frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_i} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_2}{\partial q_i} \right) \left(\frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_j} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_2}{\partial q_j} \right) \left(\rho_s^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2 \right)^{-1/2} dz \right\} \quad (2-5)$$

که در آن D_1 و D_2 موقعیت های مراکز جرم دو بخش در حال شکافت از سیستم مرکب هستند. z_{min} ، z_{neck} و z_{max} به ترتیب شاخص های مربوط به موقیت دو انتهای هسته و گردنه می باشند. اما حالت پنجره ای اصطکاک، صورت زیر را خواهد داشت [8]:

$$\eta_{win_{ij}}(c \geq c_{win}) = \frac{\pi \rho_m \bar{v}}{2} \frac{\partial^2 R}{\partial q_j \partial q_i} \Delta \sigma \quad (2-6)$$

در این رابطه، R معرف فاصله بین مراکز جرم دو پاره نوظهور می باشد که با $|D_2 - D_1|$ معادل است. $\Delta \sigma$ نیز مساحت پنجره بین دو پاره در حال جدا شدن، در نقطه جدایی است. برای هر چه طبیعی تر کردن گستره اصطکاک وارد شده، فیزیک آشوب را با اعمال یک ضریب با طبیعت کاتوره ای وارد محاسبات نمودیم. آنچه حاصل می شود حالت آشوبناک اصطکاک است [8]، لذا داریم:

$$\eta_{ij}(c < c_{win}) = \mu \times \eta_{wall_{ij}}(c < c_{win}) \quad (2-7)$$

و برای پرتابه لانگونی پس از دستیابی به نقطه جدایی رابطه زیر را داریم [8]:

$$\eta_{ij}(c \geq c_{win}) = \mu \times \eta_{wall_{ij}}(c \geq c_{win}) + \eta_{win_{ij}}(c \geq c_{win}) \quad (2-8)$$

μ معرف آشوبناکی سیستم است. ما در محاسبات خود تنها به اتفاقی بودن این کمیت در گستره حدود ناشی از برآزش داده های تجربی بسنده کرده ایم. همچنین ابتدا تکانه زاویه ای کانال ورودی را که شکل دهنده هسته مرکب است، با بهره از تابع توزیع نمونه ای [3] به صورت کاتوره ای انتخاب می کنیم. سپس برای راه اندازی پرتابه لانگونی با استفاده از تابع توزیعی گاوسین مقادیر اولیه تکانه و کشیدگی را نیز به صورت کاتوره ای وارد محاسبات می کنیم [3]. جزئیات محاسبات معادلات لانگون بر اساس روش مونت کارلو در منابع [2,3] قابل دسترسی است.

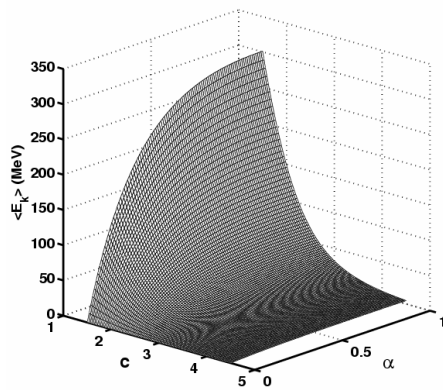
۳- نتایج

سیستم مورد استفاده برای سنجش نتایج حاصل، Fm^{256} می باشد. ابتدا با توجه به دیدگاه ارائه شده در [8] و این مهم که شرایط نقطه جدایی از جمله میزان کشیدگی و ضخامت گردنه نقش مهمی را در روند تغییرات انرژی جنبشی پاره‌ها ایفا می کند و با در نظر داشتن این نکته که هدف ما تشخیص اثرات پارامتر عدم تقارن جرمی کانال خروجی شکافت بروی سایر شاخص‌ها می باشد، محاسبات را پی می گیریم و در نهایت انرژی جنبشی متوسط پاره‌ها را حساب می کنیم. شایان ذکر است نقطه عطف محاسبات ما وارد کردن شاخص عدم تقارن جرمی در جریان حل معادله لانگوین می باشد. اما با توجه به اینکه در تکرار چرخه حل معادلات لانگوین برای کاهش افت و خیزهای آماری، شاهد گستره‌ای از موقعیت‌های جدایی برای یک سیستم بودیم، لذا برخلاف آنچه تا پیش از این صورت گرفته بود [8] متوسط انرژی جنبشی پاره‌ها را در حالت نامتقارن آن در گستره‌ای از شاخص کشیدگی رسم نمودیم تا با بررسی روند تغییرات آن گستره مطلوبی را برای مقدار شاخص جدایی انتخاب کنیم.

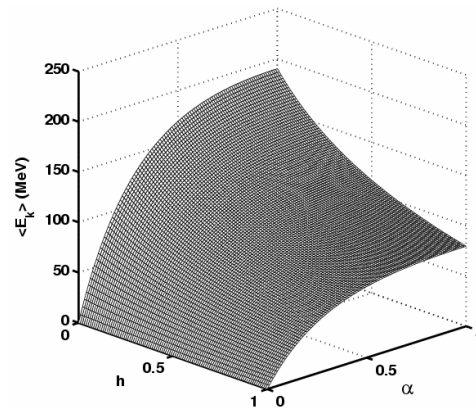
شکل ۱ نشان دهنده روندی تقریباً مشابه را برای تغییرات متوسط انرژی جنبشی پاره‌ها نسبت به شاخص کشیدگی است. مشاهده می کنیم که برای c های بزرگ نقطه جدایی، شاخص عدم تقارن جرمی، هیچ تاثیری در روند محاسبات ندارد، اما با کوچک تر شدن میزان کشیدگی در نقطه جدایی، شرایط متفاوت شده و تغییرات محسوسی را برای مقدار متوسط انرژی جنبش پاره‌ها شاهد خواهیم بود. آنچه در این بین مهم است، توافق میزان اندک کشیدگی در نقطه جدایی با طبیعت فیزیکی آن است. آنچه در شکل ۲ مشهود است عدم تاثیر شاخص بیانگر ضخامت گردنه در نامتقارن ترین حالت ممکن است و مشخصاً با رشد تقارن سیستم، اثر h نیز محسوس تر می گردد. اما آنچه مسلم است، این نکته می باشد که برخلاف بعضی از محاسبات که ضخامت گردنه را صفر تخمین زده اند ما در محاسبات خود و در چرخه حل معادلات لانگوینی مکرراً از مقداری ناچیز متناهی غیر صفر برای آن بهره برده ایم.

اما وارد کردن گستره‌ای از شاخص h ، در محاسبات گسترده‌ای همچون آنچه پیش رو است، دستیابی به نتایج را بیش از پیش مشکل می کند. لذا برای ساده سازی و دست یابی به حالتی متعادل تر، سعی در یافتن مقداری مشخص برای h نمودیم. در این مسیر، روند تغییرات $\langle E_k \rangle$ ، $\langle D \rangle$ و $\langle \beta \rangle$ را بر حسب شاخص عدم تقارن جرمی و در مقادیر مشخصی از ضخامت گردنه محاسبه کرده و با داده‌های اندک تجربی موجود مقایسه نموده ایم. نتایج آن در شکل‌های ۳ الی ۵ نشان داده شده است.

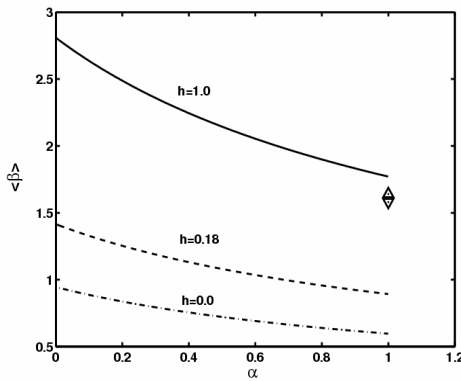
همانطور که در شکل‌ها نمایان است روند رشد میانگین انرژی جنبشی پاره‌های نوظهور و سایر شاخص‌ها تنها در حالت متقارن جرمی با داده‌های تجربی موجود [8] که در شکل با مثلث و تک داده تئوری پیشین که با ستاره نشان داده شده است، توافق دارد.



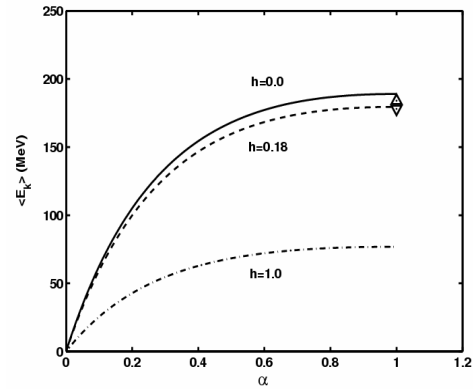
شکل ۲- تغییرات انرژی جنبشی متوسط پاره‌ها
پاره‌ها نسبت به شاخص‌های
عدم تقارن جرمی و کشیدگی



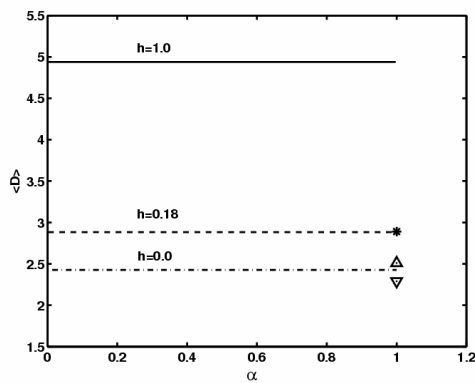
شکل ۱- تغییرات انرژی جنبشی متوسط
پاره‌ها نسبت به شاخص‌های
عدم تقارن جرمی و ضخامت گردنه



شکل ۴- تغییرات معیار کشیدگی بر
حسب عدم تقارن جرمی پاره
در ضخامت‌های مشخص



شکل ۳- تغییرات انرژی جنبشی متوسط
پاره‌ها بر حسب عدم تقارن جرمی آنها
در ضخامت‌های مشخص



شکل ۵- تغییرات فاصله بین مراکز جرمی پاره‌ها
بر حسب عدم تقارن جرمی در ضخامت‌های مشخص

۴- بحث و نتیجه گیری

معادلات لانگوین سه بعدی به کار برده شده در محاسبات این طرح با کمک تنها یک پارامتر آزاد حل شده است. تنها کمیت آزاد در این روند ضخامت گردنه است که با کمک شکل های ۳ الی ۵ و مقایسه نتایج محاسبات طرح کنونی با داده های تئوری و تجربی که تا پیش از این حاصل شده بود [8] ۱۸ / ۰ تخمین زده شده است .

شایان ذکر است انتخاب بازه ای گسترده برای کمیت کشیدگی تا حد ۴/۵ همانگونه که در شکل های ۲ و ۳ نمایان است دلالت بر بزرگ بودن شاخص جدایی تا این میزان ندارد و تنها برای درک نحوه تقسیم بندی انرژی بین پاره ها و ذرات گسیلی است .

آنچه در این بین مشهود است تاثیر عدم تقارن جرمی بر نحوه تغییرات انرژی جنبشی پاره ها است . با رشد عدم تقارن جرمی پاره ها انرژی جنبشی آنها کمتر شده و انرژی بیشتری در اختیار نوکلئونهای هسته مرکب قرار می گیرد تا بدان واسطه رشد ذرات گسیلی را شاهد باشیم .

مراجع:

- [1] D. Hilscher and H. Rossner, *Ann.Phys.Fr* 17, 471 (1992)
- [2] G. Chaudhuri and S. Pal, *Phys. Rev. C* 65, 054612 (2002)
- [3] P. Frobrich and I. I. Gontchar, *Phys. Rep.* 292, 131 (1998)
- [4] D. J. Hinde *et al.* , *Phys. Rev. Lett* 52, 986 (1984)
- [5] J. P. Lestone *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 67, 1078 (1991)
- [6] P. Frobrich and I. I. Gontchar, *Phys. Rep.* 292, 131 (1998)
- [7] M. Brack *et al.* , *Rev. Mod. Phys.* 44, 320 (1972)
- [8] P. N. Nadtochy and G.D.Adeev, *Phys. Rev. C* 72, 054608 (2005)
- [9] K. T. R. Davis *et al.* , *Phys. Rev. C* 13, 2385 (1976)
- [10] J. R. Nix, *Nucl. Phys. A* 130, 241 (1969)