وهش فين

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۱، شمارهٔ ۳، پاییز ۱۳۹۰

s-jahanfar@staff.um.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۲/۱۱ ۱۳۹۰ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۱۳۹۰/۷/۱۳)				
	٠ ١٠٠٠٠	(WF)	(CWWF)	۲۲۴ ۲h
				•

مدل آماری شکافت هستهای توسط بوهر^۵ و ویلر^۶ توسعه یافت. در این مدل فرض می شود هسته در تمام درجات آزادی، تعادل گرمایی دارد و نرخ تجزیهٔ شکافت، به حالت گذار ذره یعنی نقطهٔ زینی وابسته است[۳].

شکافت هستهٔ مرکب تشکیل شده در برهم کنش های همجوشی یون های سنگین، به عنوان یک موضوع نظری جالب در سال های اخیر مورد توجه بوده است[۴ و ۵]. یک مدل مناسب برای توصیف شکافت هستهٔ مرکب، مدل ذرهٔ براونی در حمام گرمایی است[۶]. در این مدل درجات آزادی شکافت توسط ذرهٔ براونی بیان می شود و درجات آزادی ذاتی باقیمانده که در موازنهٔ گرمایی نقش دارد، متناظر با حمام گرمایی است. فرآیند شکافت یک هسته به دو پاره، از شگفتانگیزترین و در عین حال پیچیدهترین پدیدههای فیزیک هـستهای است. بـرای توصیف نظری این پدیده تلاشهای زیادی صـورت گرفتـه کـه در اینجا به ذکر خلاصهای از آنها اکتفا می شود.

پس از کشف نوترون توسط چادویک[۱]، جولیت و کوری^۱ از بمباران هسته ها توسط ذره آلفا، رادیواکتیو القایی را گرزارش کردند. سپس نواک^۲ از شکافت هسته خبر داد. سرانجام هان و استراسمن^۳ پدیده شکافت القایی هسته را نتیجه گرفتند که بیدرنگ توسط مایتنر و فریش^۴ تأیید شد[۲].

4. Meitner and Frisch

^{1.} Chadwick, F. Joliot and I. Curie

Noddack

۳. Hahn and Strassmann

۵. Bohr

۶. Wheeler

شکافت زمانی اتفاق میافتد که ذرهٔ براونی انرژی جنبشی کافی از حمام گرمایی بهدست می آورد و بالاتر از سد شکافت قرار می گیرد. خط سیر شکافت را می توان با حل صحیح معادلهٔ لانژون دنبال کرد[۶ و ۷].

كاربرد وسيع معادلة لانژون براي مطالعه ديناميــک شــکافت، توسط فرابريچ و گونت چار شکل گرفت و ترکيب مدل آماری و دینامیکی شکافت به وجود آمد. احتمال شکافت از حد مانای نرخ شکافت بهدست می آید. این نرخ های شکافت با حل معادلة لانژون تعيين مي شوند. براي محاسبات ديناميكي معادلـهٔ لانژون، خاصیت اتلاف هسته پارامتر مهمی است[۴]. در مـدل اتلاف ديناميكي معمولا ديناميك وابسته به درجهٔ آزادی شكافت بررسی میشود، تا مشابه با یک ذرهٔ براونی شناور در حمام گرمایی چسبنده باشد. برهمکنش بین درجات آزادی ذاتی و درجات آزادی شکافت باعث ایجاد یک نیروی کاتورهای و در نتیجه یک کشش اتلافی در دینامیک شکافت می شود. شکی نيست كه توصيف لانژون بهعلاوهٔ رفتار مونـتكارلو توصيف دینامیکی کافی را از فرآیند تبخیر فراهم میآورد[۷ و ۸]. در این مقاله به جای روش تحلیلی از حل عددی استفاده شـده و یـک نیروی اصطکاک قویا وابسته به شکل هسته را در محاسبات به كار بردهايم.

بعد از کار براون[†] در ۱۸۲۷ و پس از سالها حدس و گمان، بالاخره انیشتین⁶ در سال ۱۹۰۵ حرکت براونی را بر اساس تلفیق فرآیند تصادفی (گشت تصادفی) و توزیع ماکسول-بولتزمن توصیف کرد. قبلا بچلر^² نیز در ۱۹۰۰ معادله پخشی شبیه به توصیف انیشتین بهدست آورده بود. نظریهٔ حرکت براونی ذرات توسط اسملوچوسکی^۷ در ۱۹۰۶ فرمولبندی شد

۱. Langevin

- ۴. Brown
- ۵. Einstein
- 9. Bachelier
- V. Smoluchowski

(حالت خاص •=V این معادله منجر بـه حـل انیـشتین خواهـد شـد). سـرانجام لانـژون در ۱۹۰۸ اولـین مثـال یـک معادلـهٔ دیفرانسیل تصادفی را مطرح کرد[۹].

معادلهٔ لانژون کاربردهای متفاوت و گستردهای در فیزیک، شیمی، مهندسی برق و ... دارد[۱۰ و ۱۱]. در فیزیک می توان از این معادله برای مطالعهٔ دینامیک شکافت[۴]، محاسبهٔ میانگین مربعی جابهجایی و سرعت و ... استفاده کرد[۹]. در اینجا به اختصار به این معادله می پردازیم.

ساده ترین حالت یک ذرهٔ براونی آزاد را در نظر می گیریم، که با یک سیال احاط ه شده است. ذرهٔ آزاد فرض می شود، طوری که هیچ نیرویی جز نیروی ناشی از بمباران مولکولی به آن وارد نمی شود. بر طبق قوانین نیوتن معادلهٔ حرکت ذرهٔ براونی عبارت است از:

 $M\frac{d^{\mathsf{Y}}x}{dt^{\mathsf{Y}}} = S(t),\tag{1}$

که در آن M جرم، x جابه جایی ذره و S(t) نیروی اعمال شده به آن به دلیل برخوردهای پی در پی از مولکول های سیال است. لانژون پیشنهاد کرد که S(t) می تواند مجموع دو قسمت باشد:

۱- نیـروی اصـطکاک یـا چـسبندگی (x(t) کـه تح ضـریب اصطکاک است.

۲- نیروی ضربهٔ (F(t) که از ضربهٔ مولکولهای مایع به ذره وارد می شود و دارای افت و خیز سریع است. میانگین این نیرو روی فواصل زمانی طولانی صفر می باشد، یعنی
 ۱۰ نیرو روی فواصل زمانی داشت:

$$M\frac{d^{\mathsf{Y}}x}{dt^{\mathsf{Y}}} = -\xi\frac{dx(t)}{dt} + F(t). \tag{(Y)}$$

فرض می شود که F(t) از x مستقل است و ثانیاً در قیاس با تغییرات x ، خیلی سریع تغییر می کند. این فرض به طور ضمنی بیان می کند که هر برخوردی عملا خودبه خودی است. این تغییر سریع می تواند با رابطهٔ زیر بیان شود: $\overline{F(t)F(t')} = r\xi kT\delta(t-t'),$ (۳) که δ تابع دلتای دیراک، k ثابت بولتزمن، T دمای مطلق و F(t)

Fröbrich

۳. Gontchar

با این فرض که ذرات در یک پتانسیل (*x*) حرکت
میکنند؛ معادلات لانژون به صورت زیر درمی آید [۱۰]:
$$\dot{p}(t) = -\frac{d}{dx}V[x(t)] - \frac{\xi p(t)}{M} + F(t),$$

 $\dot{x}(t) = \frac{p(t)}{M}.$ (۴)

$$\pi(\beta, u, \upsilon) = \circ, \qquad (\Delta)$$

کے β مجموعے ہای از پارامترہای تغییر شکل و u و مختصههای بدون بعد متناسب با مختصات استوانهای هـستند و داريم:

$$\mathcal{O} = c_{\circ} \mathcal{U} \quad \mathcal{I} = c_{\circ} \mathcal{U} \tag{(\textbf{F})}$$

مبدا سیستم مختصات، مرکزجرم شکل در نظر گرفته میشود. سطح هسته از معادلهٔ (۵) و با شرط پایستگی حجم بهدست می آید، بنابراین مقدار c با رابطهٔ زیر بهدست می آید:

$$c_{\circ} = R_{\circ} \left[\frac{r}{r} \int_{u_{\gamma}}^{u_{\gamma}} \upsilon_{S}^{\gamma}(u) du \right]^{\frac{1}{r}}.$$
 (V)

در رابطهٔ بالا R، شعاع گردن است و تـابع v_S توسط معادلـهٔ (۵) بهدست می آید و _u و _u فقاط نهایی هـستند کـه در ایـن نقاط $\circ = v_{S}(u)$ است. در ادامه به منظور سادگی، پارامتر بـدون بعد C را با رابطهٔ $C = \frac{c_{\circ}}{R}$ تعریف می کنیم.

شکل هسته را به صورت زیر فرض میکنیم:

$$\pi(u, \upsilon) = \upsilon^{\mathsf{r}} - (\mathsf{n} - u^{\mathsf{r}}) (A + Bu^{\mathsf{r}} + \alpha u), \qquad (\Lambda)$$

که پارامتر α بیانگر عدم تقارن شکل حول محور Z است؛ زمانی که «=» م باشد، مجموعهای از اشکال متقارن خواهیم داشت. اگر ۵ و B مساوی با صفر باشند مجموعهای از بیضی های پخت (A<۱) و بیضی های کشیده یا دوکوار (A<۱) وجود دارد[١٢].

به منظور اختصاص مختصات جمعی برای توصیف دینامیک شکافت هستهای از پارامترهای (C,h,α) استفاده میکنیم که

توسط براک['] و همکارانش پیشنهاد شد.
$$C$$
 و h به ترتیب
کشیدگی و درجهٔ آزادی گردن و α متناظر با پارامتر عدم تقارن
است[۱۳].
در این کار ما فقط شکافتهای متقارن را بررسی می کنیم
(یعنی $\circ = \alpha$) و بعداً به منظور سادهسازی از درجهٔ آزادی
گردن نیز صرفنظر می کنیم (یعنی $\circ = h$)[۴]. نقاط نهایی شکل
 $n = t$) خواهند بود. فاکتور حجم نرمال C در معادلهٔ (۳) معادل
با $\frac{1}{r} \left(\frac{B}{r}\right)$

با
$$\frac{1}{r}$$
 $C = \left(A + \frac{B}{\delta}\right)^{-\frac{1}{r}}$ است. ارتباط بین مجموعـه پـارامترهـای $\left\{A,B\right\}$ و $\left\{C,h\right\}$ به صورت زیر بیان می شود: [۱۲]

$$B = rh + \frac{1}{r}(C - 1) \quad g \quad A = \left(\frac{1}{C^{r}}\right) - \frac{B}{\Delta} \tag{9}$$

شکل ۱ بیانگر بعضی شکلها بـا پارامترهـای $\{C,h\}$ اسـت و مشاهده می شود زمانی که ۰=h باشد، به ازای ۲/۰۹ شکافت رخ میدهد.

همانطور که از شکل ملاحظه می شود و با توجـه بـه مرجـع [۱۳]، با افزایش h تشکیل گردن در مقادیر کوچکتر C و در نتیجه برش هسته به دو پاره نیز در مقادیر کوچک C اتفاق میافتد. و رابطه ρ نسبت به مختصهٔ Z به صورت زیر میباشد[۱۴]:

$$\rho^{\mathsf{Y}}(z) = \begin{cases} \left(1 - \frac{Z^{\mathsf{Y}}}{C^{\mathsf{Y}}}\right) \left(AC^{\mathsf{Y}} + BZ^{\mathsf{Y}} + \alpha CZ\right) & B \ge \circ \\ \left(1 - \frac{Z^{\mathsf{Y}}}{C^{\mathsf{Y}}}\right) \left(\left(AC^{\mathsf{Y}} + \alpha CZ\right) \exp\left(BCZ^{\mathsf{Y}}\right)\right) & B\langle \circ \\ \end{array} \right) \end{cases}$$

$$(1) \circ$$

با در نظر گرفتن شکافتهای متقارن خواهیم داشت [۱۳]:

$$\rho^{\mathsf{Y}}(Z) = \left(1 - \frac{Z^{\mathsf{Y}}}{C^{\mathsf{Y}}}\right) \left(AC^{\mathsf{Y}} + BZ^{\mathsf{Y}}\right) \tag{11}$$

$$\frac{dC}{dt} = \frac{p}{m} \quad g \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{p'}{r} \frac{\partial}{\partial C} \left(\frac{r}{m}\right) - \frac{\partial F}{\partial C} - \eta \dot{C} + \Gamma(t) \quad (17)$$

1.Brack



شکل ۱. نمونهای از شکلها با پارامتر $\{C,h\}$ ، شکافت متقارن ($lpha=\circ$) با خط پر و شکافت نامتقارن ($lpha=\circ$) با خط تیره نشان داده شده است.

فرض می کنیم که $h \in (t)$ وابستگی خیلی کمی با زمان دارند؛ که دلالت می کند که دینامیک ذاتی هستهٔ مارکوی^۱ است[۴]. جملهٔ تصادفی (t) باعث می شود که، سرعت در حد خوبی کمیت تصادفی باشد، بنابراین یک آنسامبل ساده $\{\infty \in \circ = 1, t, t, s\}$ معادل با آنسسامبل متناظر $\{\infty \in \circ = 1, t, t, s\}$ معادل با تو توصیف فیزیک حرکت براونی $\{\infty \in \circ = 1, t, t, s\}$ معادل بات و توصیف فیزیک حرکت براونی نتیجهای از تراکم مسیرها است و به این معنی است که، اکنون با آنسامبل هایی از مسیرهای تصادفی $\{(t), x^0\}$ نسبت به یک مسیر (t) مواجه هستیم[۵۵]. با توجه به اینکه می توان هسته را به عنوان گاز فرمی غیر برهم کنشی توصیف کرد داریم: F(q,T) = V(q) - a(q)T, (10) $E_{int}(q,T) = a(q)T^{\dagger}$

و نیز معادلهٔ لانژون دو بعدی در مختصات (C,h) از شکل زیر پیروی میکند:

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{p_j p_k}{\gamma} \frac{\partial}{\partial q_i} (m^{-\gamma})_{jk} - \frac{\partial F}{\partial q_i} \eta_{ij} (m^{-\gamma})_{jk} p_k + g_{ij} \Gamma_j (t)$$
(17)

$$\frac{dq_i}{dt} = \left(m^{-1}\right)_{ij} p_j,$$

$$\sum_{ij} p_i = \left(m^{-1}\right)_{ij} p_j,$$

$$\sum_{ij} p_i = \left(m^{-1}\right)_{ij} p_j,$$

$$\sum_{ij} p_i = \left(m^{-1}\right)_{ij} p_i = \left(m^{-1}$$

 $\left\langle \Gamma_{k}\left(t\right)\Gamma_{L}\left(t'\right)\right\rangle = \mathrm{Y}\delta_{kL}\delta\left(t-t'\right) , \qquad (1\mathrm{Y})$

۱. Markovian

تانــسیل در دمــای صـفر اســت (یعنــی محاسبه کرد تا مقدار آشـوب را گـزارش کنـد و کـاهش شـدت F) در معادلــــهٔ (۱۵) ۴MeV ≥ T [۱۶] و فرمول دیوار تابعی از تغییرشکل هسته است[۸]. این اصطکاک که

 $[\Lambda^{*}] T \leq rMe'$ فرمول دیوار تابعی از تغییر شکل هسته است[Λ]. این اصطکاک که معی وابسته است $[\Lambda_{wf}]$ و سطحات دیوار (یعنی η_{wf}) است، معی وابسته است است اسطحات دیوار آشوبناک یا η_{cwwf} نامیده می شود. ضریب اصطکاک دیوار آشوبناک و ضریب اصطکاک دیوار با رابطه $a(q) = a_{\Lambda} + a_{\Lambda}$

حرکت تک جسمی است و به شکل هسته وابسته است[۷].

در مدل اتلافی تک جسمی دیوار و پنجره داریم و انتظار داریم اصطکاک پنجره بعد از تشکیل گردن در سیستم هسته، تأثیر بگذارد. به تدریج شعاع گردن به حد کافی باریک می شود و می توانیم فرض کنیم که یک ذره توسط پنجره از یک طرف به طرف دیگر عبور می کند و در پاره دیگر به قدر کافی باقی می ماند، تا اجازه دهیم که در طرف دیگر تعداد کافی برخورد انجام دهد و به عبارت دیگر انرژی انتقالی را برگشتناپذیر یا یک طرفه می سازد، هنگامی که تشکیل گردن آغاز می شود، شدت اصطکاک با باریک ترشدن گردن افزایش می یابد و هنگامی که شعاع گردن خیلی کوچکتر از شعاع پاره ها شود به مقدار کلاسیکی خود می رسد[۴ و ۷]. ضریب اصطکاک *γ* در یک بعد به صورت زیر تعریف می شود:

$$\eta = \frac{1}{r} \pi \rho_m \overline{\upsilon} \int_{Z_{\min}}^{Z_{\max}} \left(\frac{\partial \rho^r}{\partial C} \right)^r \left[\rho^r + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \rho^r}{\partial Z} \right)^r \right]^{-\frac{1}{r}} dZ . \qquad (r \circ)$$

در رابطهٔ بالا \overline{v} میانگین سرعت نوکلئونها داخل هسته و در دمای صفر از رابطهٔ $\frac{\overline{v}}{C} = \frac{\overline{p}}{MC} = \frac{\pi}{4} \frac{\hbar}{MC} (\pi \pi^{r} \rho_{m})^{\frac{1}{r}}$ تعیین می شود و ρ_{m} چگالی جرم ثابت که از انتگرال روی حجم بهدست می آید:

$$\rho_m = \frac{M_{\circ}}{\left(\frac{\mathfrak{r}}{\mathfrak{r}}\pi R_{\circ}^{\mathfrak{r}}\right)} \tag{(11)}$$

کمیتی به صورت $\frac{\eta(C)}{m(C)} = \beta(C)$ را به عنوان ضریب اصطکاک کاهش یافته تعریف می کنیم. وابستگی β به مختصهٔ کشیدگی برای ^{۲۲۴} Th در مرجع [۸] نشان داده شده است[۱۰]. معادلهٔ لانون به دلیل وجود $\Gamma(t)$ به عنوان معادلهٔ ک (V(q) انرژی پتانیسیل در دمای صفر است (یعنی V(q) از V(q) از V(q) در معادلیهٔ (۱۵) ۴ MeV (۲ = ۰) = V(q) و پارامتر چگالی سطح (a(q) که به مختصات جمعی وابسته است با رابطهٔ زیر تخمین زده می شود:

$$a(q) = a_{\Lambda}A + a_{\tau}A^{\tau}B_{S}(q).$$
⁽¹⁹⁾

$$B_{S} = \frac{E_{S}}{E_{S}^{\circ}} = \frac{\gamma}{\gamma} \left(\frac{c_{\circ}}{R_{\circ}} \right)^{\gamma} \int_{u_{\gamma}}^{u_{\gamma}} du \left\{ \upsilon_{S}^{\gamma} \left[\gamma + \left(\frac{d\upsilon_{S}}{du} \right)^{\gamma} \right] \right\}^{\frac{1}{\gamma}}$$
(1V)

م و a_{r} و a_{r} به ترتیب ضرایب حجم و سطح پارامتر چگالی هستند. در مدل دینامیکی معمولا دو مجموعه از ضرایب a_{r} و a_{r} میرود. آگذاتوک' و کوارکرز^۲ ^{(۱} - vrMeV) $a_{r} = 0.00$ MeV). $a_{r} = 0.00$ میرود. آگذاتوک' و کوارکرز (۱۶).

عناصر تانسور اینرسی به صورت زیر تعریف میشوند:

$$m_{ij} = \pi \rho_m \int_{Z_{\min}}^{Z_{\max}} \rho^{\mathsf{Y}} \left(A_i A_j + \frac{1}{\Lambda} \rho^{\mathsf{Y}} A_i' A_j' \right) dZ , \qquad (1\Lambda)$$

که پریمها دیفرانسیل نسبت به Z هستند و ضرایب بــسط A_i از رابطهٔ (۱۹) بهدست می آید:

$$A_{i}(Z;q) = \frac{1}{\rho^{\mathsf{Y}}(Z;q)} \frac{\partial}{\partial q} \int_{Z_{\min}}^{Z_{\max}} \rho^{\mathsf{Y}}(Z';q) dZ' \qquad (19)$$

عبارت (۱۸) تانسور اینرسی است که برای مقادیر متفاوت مختصهٔ جمعی C و h محاسبه می شود. m_{ij} سه مولفه به نامهای m_{CC} و m_{hh} و m_{hc} دارد. چون محاسبات ما در مورد m_{h} و معادلهٔ لانژون یک بعدی است (یعنی مختصهٔ C) از اینرو به m_{CC} نیاز داریم. وابستگی m_{CC} به C در مرجع [۱۰] نشان داده شده است[۱۰ و ۱۷].

یکی از فرضیات مهم در بهدست آوردن فرمول دیوار این است که برخوردهای ذرات منفرد با دیوار کاملاً کاتورهای هستند. این متناظر با حرکت نامنظم و یا آشوب است، هر چند مقدار آشوب به تغییرشکل هستهٔ شکافنده بستگی دارد. پال فاکتوری را

۱. Ignatyuk

۲. Coworkers



شکل ۲. (a) نمونه مسیری است که به شکافت منجر می شود و (b) نمونه مسیری که از نقطه زینی عبور می کند ولی دوباره به پتانسیل هسته باز می گردد.

دیفرانسیل تصادفی در نظر گرفته می شود. به منظور محاسبهٔ کمیتهای فیزیکی و مقادیر میانگین مشاهدات، آنسامبلی به قدر کافی بزرگ از مسیرهایی با نیروی تصادفی متفاوت در نظر می گیریم. تکرار زیاد محاسبهٔ مسیرها، بهایی است که برای اجتناب از حل معادلهٔ دیفرانسیل جزئی با چند درجه آزادی، باید بپردازیم. در معادلهٔ لانژون چون نیروی کاتورهای (Γ) باید بپردازیم. در معادلهٔ لانژون چون نیروی کاتورهای (۲) نسبت به زمان معین نیست، در نتیجه این معادله با راههای نسبت به زمان معین نیست، در نتیجه این معادله با راههای معمولی مثل الگوریتم رانگ کوتا قابل حل نمی باشد. بنابراین مجبوریم از روش های مستقیم مانند مرجع [۱۵] استفاده کنیم. بگیریم. که به این معنی است که مجبوریم گامهای کوچک را در دفعات زیاد تکرار کنیم یا از گامهای زمانی بزرگ *Δ* استفاده کنیم؛ که در معادلات مرتبهٔ اول خطاهایی را ایجاد می کند.

حالتی از شکافت هسته ای را معرفی می کنیم که در مرجع [10] نـشان داده شـده اسـت. نقطـهٔ مـینـیمم ۱=C است؛ در حالی که نقطـهٔ زینـی در ۱/۸=C اسـت و بنـابراین فـرم انـرژی پتانسیل به صورت زیر درمی آید [10]:

$$U(C) = \begin{cases} r v_{/} \mathfrak{F}(C-1)^{\mathsf{Y}} \operatorname{MeV} & {}^{\diamond} C \langle 1_{/} \mathfrak{F} \mathfrak{Y} \\ v_{/} \mathfrak{q} - 1_{/} \vee \mathfrak{Y}(C-1_{/} \Lambda)^{\mathsf{Y}} & {}^{\prime} \mathfrak{F} \mathfrak{Y} \langle C \langle \infty \rangle \end{cases}$$
(77)

با در نظر گرفتن این انرژی پتانسیل و بهدست آوردن معادلات اینرسی و ضریب اصطکاک کاهش یافته، برنامهای مینویـسیم و

در این برنامه برای دقت بیشتر گامهای کوچک با تعداد دفعات زیاد را در نظر می گیریم. بدین منظور $\frac{\hbar}{\text{MeV}} \circ \circ \circ = \Delta \epsilon$ در نظر می گیریم و محاسبات را برای تعداد زیادی مسیر (• • • • • • مسیر) تکرار می کنیم. یک مسیر لانژون که به نقطهٔ برش می رسد به عنوان یک رویداد شکافت در نظر گرفته می شود (شکل a--1). به طور نادر با بعضی از مسیرهایی مواجه هستیم که از نقطهٔ زینی عبور کرده ولی دوباره به پتانسیل هسته باز می گردند و در نتیجه شکافت اتفاق نمی افتد (شکل a--1).

برای محاسبهٔ نرخ شکافت Th برنامهٔ دیگری نوشته و آن را برای ۱۰۰۰۰۰ مسیر اجرا کردهایم. وابستگی زمانی احتمال شکافت، با در نظر گرفتن اصطکاک دیوار و اصطکاک دیوار آشوبناک در دماهای متفاوت در شکل ۳ نشان داده شده است و همان طور که انتظار می رود با افزایش دما نرخ شکافت افزایش می یابد. قابل ذکر است که برای اجرای برنامه با در نظر گرفتن WF و یا CWWF حدودا ۱۰۰ دقیقه زمان نیاز است.

در نمودار ۴ محاسبهٔ نرخ شکافت Th بر حسب دما با در نظر گرفتن اصطکاک دیوار آشوبناک رسم شده است؛ و همان طور که از نمودار برداشت می شود نتایج حاصل از این مقاله و نتایج مرجع [۱۳] هر دو با افزایش دما سیر صعودی دارند و در دمای ۲/۵MeV تقریبا منطبقند ولی آهنگ وابستگی



شکل ۳. وابستگی زمانی احتمال شکافت ^{۲۲۴}Th در دماهای متفاوت با در نظر گرفتن اصطکاک دیوار آشوبناک و اصطکاک دیوار.



و دایره توپر(C) مرجع [۱۳].

برای نتایج مرجع [۱۳] قدری بیشتر است. در دمای ۴MeV دادهای از مرجع [۱۳] برای قیاس وجود نداشت.

در نمودار ۵ محاسبهٔ نرخ شکافت ^{۲۲۴}Th بر حسب دما بـا در نظر گرفتن اصطکاک دیواره رسم شـده و چنانچـه مـشاهده می شود نتایج حاصل از این مقالـه و نتـایج مرجـع [۱۳] هـر دو



اصطکاک دیوار آشوبناک. نتایج حاصل از این مقاله مربع توخـالی (B) اصطکاک دیواره. نتایج حاصل از این مقاله مربع توخالی (B)، دایره توپر (C) مرجع [۱۳]، مثلث (D) مرجع [۱۸] و ضربدر (E) مرجع [۶].

سیر صعودی دارند ولی در نتایج مرجع [۱۳] به ازای دمای ۲/۶MeV شکست وجود دارد. در دمای ۲/۶MeV نتایج ایس مقاله با نتایج مرجع [۱۸] و در دمای ۳MeV نتایج ما با نتایج مرجع [١٣] منطبق است.

(1993) 281.

- 4. G Chaudhuri and S Pal, Physical Review C, 63 (2001) 064603.
- 5. J Sadhukhan and S Pal, Physical Review C 81 (2010) 031602.
- 6. J Sadhukhan and S Pal, Physical Review C 82 (2010) 021601.
- 1. N Soulfanidis, "Measurement and detection of radiation," Hemisphere Publishing Corporation (1983).
- 2. M A Hooshvar, I Reichstein, F B Malik, "Nuclear Fission and Cluster Radiactivity (an Energy-Density Functional Approach), Springer (2005),
- 3. P Fröbrich, I Gontchar, Nuclear Physics A, 556

44 (1972) 2.

- 13. P Santanu, G Chaudhuri, J Sadhukhan, Nuclear Physics A, 808 (2008) 1-16.
- 14. Y Jia and J Bao, *Physicsal Review* C **75** (2007) 034601.
- 15. Y Abe, S Ayik, P -G Reinhard, E Suraud, *Physics Reports* 275 (1996) 49.
- 16. E G Ryabov, A V Karpov, P N Nadtochy, G D Adeev, *Physical Review* C **78** (2008) 044614.
- 17. K T R Davies, A J Sierk, J R Nix, *Phys. Rev.* C 13 (1976) 2385.
- 18. J Bao and Y Jia, *Physical Review* C **69** (2004) 027602.

- 7. G Chaudhuri, S Pal, arXiv: nucl-th/0204052v1 (2002).
- 8. P Fröbrich, arXiv: nucl-th/0401045v1 (2004).
- W T Coffey, Yu P Kalmykov., J T Waldron, *The langevin Equation*, World Scientific 14 (2005) Second.
- 10. G Chaudhuri, arXiv: nucl-th/0411005v1, (2004).
- 11. W T Coffey, Yu P Kalmykov and J T waldron, "*The Langevin equation (with application in Physics, Chemistry and Electrical Engineering)*, Worll Scientific (1998).
- 12. M Brack, Damgaard Jensn, H C A S Pauli, V M Strutinsky, C Y Wong, *Reviews of Modern Physics*,