

## Особенности формирования спинов осколков деления в реакциях полного слияния деформированных ядер

В.А. Дроздов,<sup>1,\*</sup> Д.О. Еременко,<sup>1,2,†</sup> О.А. Юминов<sup>1,‡</sup>

<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобелъцына  
Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ)  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический  
факультет, кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 27.03.2026; подписана в печать 07.04.2026)

В рамках динамической модели проведен анализ энергетических зависимостей средних спинов осколков деления, образующихся в реакциях полного слияния деформированных ядер. Параметры динамической модели определены исходя из условий наилучшего описания экспериментальных данных о средних спинах осколков деления для реакций  $^{12}\text{C}+^{232}\text{Th}$ ,  $^{16}\text{O}+^{209}\text{Bi}$ ,  $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$  и  $^{16}\text{O}+^{232}\text{Th}$ . Обсуждается влияние входного канала реакции на процесс формирования спинов осколков деления составного ядра. Эффект входного канала рассматривается на примере реакций  $^{12}\text{C}+^{236}\text{U}$  и  $^{13}\text{C}+^{235}\text{U}$ , приводящих к образованию одного и того же составного ядра  $^{248}\text{Cf}$ . Показано, что при подбарьерных энергиях столкновений должны наблюдаться заметные различия в поведении средних спинов осколков деления для различных входных каналов реакции слияния.

PACS: 25.70.Jj, 25.70.Gh, 25.70.-w УДК: 539.1

Ключевые слова: тяжелые ионы, деление, динамика, спины осколков, угловые распределения, ядерная диссипация.

DOI: 10.55959/MSU0579-9392.81.2630201

### ВВЕДЕНИЕ

В работе анализируется процесс формирования средних спинов осколков деления, образующихся в реакциях полного слияния деформированных ядер при околбарьерных энергиях ядро-ядерных столкновений. Анализ проведен в рамках динамического подхода [1, 2] к вычислениям средних спинов осколков деления для реакций полного слияния-деления тяжелых ионов. Подход базируется на динамической модели вынужденного деления [3–7], в которой эволюция делящегося ядра описывается в комбинированном пространстве деформационных переменных и проекции  $K$  полного углового момента  $J$  на ось деления. Величина  $K$  рассматривается как величина, испытывающая случайные переходы между своими возможными значениями на протяжении всей эволюции делящейся системы. Динамика таких переходов определяется соответствующим временем релаксации  $\tau_K$ , температурой делящегося ядра и поверхностью потенциальной энергии. Подчеркнем, что динамическая модель обеспечила согласованное объяснение угловых распределений [4–7] и множественностей предразрывных нейтронов в чрезвычайно широком диапазоне энергий возбуждения и  $J$  делящихся ядер. Ещё одним важным

достижением такого динамического подхода к моделированию процесса вынужденного деления является открывшаяся возможность изучения влияния условий формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами на поведение анизотропии угловых распределений осколков деления при подбарьерных энергиях ядро-ядерных столкновений [8]. Согласно результатам работ [1, 2], условия, реализующиеся во входном канале реакции полного слияния-деления, должны в случае тяжелых составных ядер проявляться и в такой наблюдаемой, как средние спины осколков деления  $\langle S \rangle$ . Для поиска и анализа указанного эффекта выбраны реакции  $^{12}\text{C}+^{236}\text{U}$  и  $^{13}\text{C}+^{235}\text{U}$ , приводящие к образованию одного и того же составного ядра  $^{248}\text{Cf}$ . Отметим, что для этих реакций отсутствуют экспериментальные данные о  $\langle S \rangle$  при подбарьерных энергиях столкновений. Таким образом, полученные в работе результаты вычислений можно рассматривать как предсказания.

### 1. ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ СРЕДНИХ СПИНОВ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

В динамической модели [1, 2] при вычислении средних спинов осколков деления  $\langle S \rangle$  для ряда реакций полного слияния-деления процесс вынужденного деления описывается с помощью системы стохастических уравнений Ланжевена для одной

\* E-mail: [vadim\\_drozdzov@mail.ru](mailto:vadim_drozdzov@mail.ru)

† E-mail: [eremenko@sinp.msu.ru](mailto:eremenko@sinp.msu.ru)

‡ E-mail: [yuminov@sinp.msu.ru](mailto:yuminov@sinp.msu.ru)

коллективной координаты  $r$  и соответствующего импульса  $p$ :

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{p}{m(r)}, \\ \frac{dp}{dt} &= -\frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left( \frac{p^2}{m(r)} \right) - \frac{dF}{dr} - \beta(r)p + f(t). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $r$  — расстояние между центрами масс формирующихся осколков вдоль долины деления. Коэффициент затухания для деформационной моды  $\beta(r)$  рассчитывался в рамках модели однотельной ядерной диссипации [9], а именно с использованием формулы «стена + окно» [3, 10]. При этом использовался один подгоночный параметр  $k_s$ , понижающий вклад механизма «стены» для форм делящегося ядра с шейкой [3, 10]. Анализ экспериментальных данных по анизотропии угловых распределений осколков деления, а также по множественностям предразрывных нейтронов для ряда реакций полного слияния–деления [4, 8] позволил определить его значение ( $k_s = 0.2$ ), используемое и в настоящей работе. В (1)  $f$  — случайная сила со свойствами:  $\langle f(t) \rangle = 0$  и  $\langle f(t_1), f(t_2) \rangle = 2D(r)\delta(t_1 - t_2)$ . Предполагается, что для коэффициента диффузии  $D(r)$  выполняется соотношение Эйнштейна,  $D(r) = m(r)\beta(r)T$ . Массовый параметр  $m(r)$  рассчитывался в рамках приближения Вернера–Уиллера [11]. Для вычислений консервативной силы в (1) использовалась свободная энергия,  $F(r, T, J, K) = V(r, J, K) - a_d(r)T^2$ . Ядерная температура вычислялась как  $T = \sqrt{E_{\text{int}}/a_d(r)}$  (см. [3, 12, 13]), где  $E_{\text{int}} = E^* - p^2/(2m) - V(r, J, K)$  — энергия возбуждения, связанная с внутренними (одночастичными) степенями свободы, а  $E^*$  — полная энергия возбуждения. Кроме того, учитывалась деформационная зависимость параметра плотности уровней  $a_d(r) = a_{1d}A + a_{2d}A^{2/3}B_S(r)$ , где  $A$  — массовое число,  $B_S(r)$  — безразмерный функционал поверхностной энергии. Значения коэффициентов  $a_{1d}$  и  $a_{2d}$  взяты из [13]. Потенциальная энергия деформированного и вращающегося ядра рассчитывалась с учетом ее зависимости от  $K$ :

$$\begin{aligned} V(r, J, K) &= B_S(r)E_S^0(Z, A) + B_C(r)E_C^0(Z, A) + \\ &+ \frac{[J(J+1) - K^2]\hbar^2}{2\mathfrak{I}_{\perp}(r)} + \frac{K^2\hbar^2}{2\mathfrak{I}_{\parallel}(r)}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$Y(J, K) = \frac{\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{S=|s_t-s_p|}^{s_t+s_p} \sum_{K_{\ell}=-\ell}^{\ell} \left| C_{K-K_{\ell}, K_{\ell}, K}^{S, \ell, J} \right|^2 \left| C_{\pm s_t, K \mp s_t - K_{\ell}, K - K_{\ell}}^{s_t, s_p, S} \right|^2 \sigma(\ell, K_{\ell}, K_p)}{\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{K_{\ell}=-\ell}^{\ell} \sum_{K_p=-s_p}^{s_p} \sigma(\ell, K_{\ell}, K_p)}, \quad (4)$$

где

$$\sigma(\ell, K_{\ell}, K_p) = \int \int |d_{K_{\ell}, 0}^{\ell}(\theta_t)|^2 |d_{s_p, K_p}^{s_p}(\theta_p)|^2 \sigma(\ell, \theta_t, \theta_p) \sin(\theta_t) \sin(\theta_p) d\theta_t d\theta_p. \quad (5)$$

Начальные распределения составного ядра по проекции  $M$  полного момента  $J$  на ось пучка рассчитыва-

где  $Z$  — заряд делящегося ядра;  $B_C(r)$  — безразмерный функционал кулоновской энергии;  $E_S^0$  и  $E_C^0$  — поверхностная и кулоновская энергии для соответствующего сферического ядра;  $\mathfrak{I}_{\parallel}(r)$  и  $\mathfrak{I}_{\perp}(r)$  — моменты инерции относительно оси симметрии делящегося ядра и оси перпендикулярной к ней соответственно. Для определения  $\mathfrak{I}_{\parallel}(r)$ ,  $\mathfrak{I}_{\perp}(r)$ ,  $B_S(r)$ ,  $B_C(r)$  и  $r$  вдоль долины деления использовались результаты работы [14].

В модели учитывались случайные скачкообразные изменения величины  $K$  в пределах допустимых значений ( $-J \leq K \leq J$ ). Эти переходы обусловлены тепловыми флуктуациями одночастичных степеней свободы, а их частота зависела от величины  $\tau_K$ , которая полагалась свободным параметром. Более подробно детали численного моделирования такого поведения  $K$  описаны в [5, 6].

В расчетах также учитывался процесс эмиссии легких частиц ( $n$ ,  $p$ ,  $\alpha$ -частиц и  $\gamma$ -квантов) методом, подробно описанным в [16]. Отметим только, что после каждого акта эмиссии вводились поправки не только на величину  $J$ , но и на величины  $K$  и  $M$ . При этом предполагалось, что эмиссия легкой частицы не меняет углов ориентации  $\mathbf{J}$  относительно нукла и деформированного делящегося ядра.

Для расчетов наблюдаемых характеристик процесса вынужденного деления разыгрывалось множество ланжевеновских событий деления (делящееся ядро достигло точки разрыва). Начальные значения  $r$ ,  $p$ ,  $J$  и  $K$  выбирались исходя из распределения:

$$\begin{aligned} \Phi(r, p, J, K) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi mT}} \exp\left(-\frac{p^2}{2mT}\right) \times \\ &\times \delta(r - r_{\text{eq}}(J, K)) Y(J, K). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $r_{\text{eq}}(J, K)$  — значение коллективной координаты для равновесной деформации при данных  $J$  и  $K$ .

Начальные распределения  $Y(J, K)$  рассчитывались с помощью соотношений, полученных в [8] и учитывающих деформацию сталкивающихся ядер, спин налетающего ядра  $s_p$  и ядра мишени  $s_t$ :

лись с помощью соотношений, предложенных в [8, 15]:

$$Y(J, M) = \frac{\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{S=|s_t-s_p|}^{s_t+s_p} \sum_{\mu_t=-s_t}^{s_t} \left| C_{M,0,M}^{S,\ell,J} \right|^2 \left| C_{\mu_t,M-\mu_t,M}^{s_t,s_p,S} \right|^2 \sigma(\ell, \mu_t, M - \mu_t)}{\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{\mu_t=-s_t}^{s_t} \sum_{\mu_p=-s_p}^{s_p} \sigma(\ell, \mu_t, \mu_p)}, \quad (6)$$

где

$$\sigma(\ell, \mu_t, \mu_p) = \int \int \left| d_{\pm s_t, \mu_t}^{s_t}(\theta_t) \right|^2 \left| d_{s_p, \mu_p}^{s_p}(\theta_p) \right|^2 \sigma(\ell, \theta_t, \theta_p) \sin(\theta_t) \sin(\theta_p) d\theta_t d\theta_p. \quad (7)$$

В (4)–(7)  $\ell$  — орбитальный момент;  $K_p$  и  $K_\ell$  — проекции  $\mathbf{s}_p$  и  $\ell$  на ось симметрии деформированного ядра мишени;  $\mu_p$  и  $\mu_t$  — проекции  $\mathbf{s}_p$  и  $\mathbf{s}_t$  на ось пучка;  $\theta_p$  и  $\theta_t$  — углы ориентации деформированных ядер пучка и мишени относительно оси пучка;  $C_{m_1, m_2, m_3}^{j_1, j_2, j_3}$  — коэффициент Клебша—Гордана, а  $d_{k,m}^j(\theta)$  — сферическая функция Вигнера. Под  $\left| C_{\pm m_1, m_2, m_3}^{j_1, j_2, j_3} \right|^2$  и  $\left| d_{\pm k, m}^j(\theta) \right|^2$  следует понимать:  $\left| C_{m_1, m_2, m_3}^{j_1, j_2, j_3} \right|^2 + \left| C_{-m_1, m_2, m_3}^{j_1, j_2, j_3} \right|^2$  и  $\left| d_{k, m}^j(\theta) \right|^2 + \left| d_{-k, m}^j(\theta) \right|^2$  соответственно.

Для расчетов сечений слияния  $\sigma(\ell, \theta_p, \theta_t)$  двух деформированных ядер с энергией столкновений в системе центра масс  $E$  использовалось соотношение:

$$\sigma(\ell, \theta_p, \theta_t) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \frac{2\ell + 1}{1 + \exp\left(\frac{2\pi[V_B(\ell, \theta_t, \theta_p) - E]}{\hbar\omega(\ell, \theta_t, \theta_p)}\right)}. \quad (8)$$

При вычислении величины кулоновского барьера  $V_B(\ell, \theta_t, \theta_p)$  и частоты осциллятора  $\hbar\omega(\ell, \theta_t, \theta_p)$ , аппроксимирующего его вблизи вершины, использовался ядро-ядерный потенциал, состоящий из трех частей:  $V(r, \ell, \theta_t, \theta_p) = V_N(r, \theta_t, \theta_p) + V_C(r, \theta_t, \theta_p) + V_{\text{rot}}(\ell, r)$ . Ядерное взаимодействие  $V_N$  выбрано в виде Вудса—Саксона:

$$V_N(r, \theta_t, \theta_p) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_p(\theta_p) - R_t(\theta_t)}{a}\right)}. \quad (9)$$

Здесь  $V_0$  — глубина потенциала;  $a$  — параметр диффузности;  $R_t$  и  $R_p$  — радиусы ядра мишени и налетающего ядра, для которых используются выражения  $R_{t,p}(\theta_{t,p}) = r_0 A_{t,p}^{1/3} (1 + \beta_{t,p} Y_{20}(\theta_{t,p}))$ ,  $r_0$  — свободный параметр,  $A_{t,p}$  и  $\beta_{t,p}$  — массовые числа и параметры квадрупольной деформации ядра мишени и налетающего ядра соответственно. Центробежный потенциал рассчитывался как

$$V_{\text{rot}}(r, \ell) = \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2\mu r^2}. \quad (10)$$

В (9) и (11)  $\mu$  — приведенная масса сталкивающихся ядер. Для расчетов кулоновского потенциала  $V_C(r, \theta_t, \theta_p)$  использовалось соотношение из [17]. Значения параметров ядро-ядерного потенциала ( $V_0$ ,  $a$ ,  $r_0$  и  $\beta_{t,p}$ ) взяты из [6, 8], где они были подобраны исходя из условий наилучшего описания экспериментальных данных по сечениям полного слияния и угловым распределениям осколков деления

для всех рассматриваемых в этой работе реакций для широкой области энергий ядра-ядерных столкновений, включая подбарьерные энергии.

При вычислении  $\langle S(\theta) \rangle$  необходимо учесть следующие механизмы. Первый — часть полного углового момента делящейся системы, связанная с её вращением как целого, переходит в спины осколков. Второй — возбуждение  $K$ -моды, которое приводит к появлению угловой зависимости  $\langle S(\theta) \rangle$  [18–20]. Третий — возбуждение различных коллективных спиновых мод (так называемых wrigling, bending и twisting) в процессе разрыва делящегося ядра на два фрагмента. В этом случае принято предполагать, что характерные времена релаксации коллективных спиновых мод столь малы, что в точке разрыва они достигают теплового равновесия, а их совокупный вклад можно оценить как  $S_{\text{coll}} = k A^{5/6} T^{1/2}$  [19–21], где  $k$  — коэффициент пропорциональности. Окончательно в рамках динамической модели  $\langle S(\theta) \rangle$  рассчитываются как среднее по большому числу ланжевенских событий деления (в настоящей работе  $N_f = 300000$ ):

$$\langle S(\theta) \rangle = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} \sqrt{c^2 J_i^2 + (1 - c^2) K_i^2 W_i(\theta) + S_{i,\text{coll}}^2}, \quad (11)$$

где  $W_i(\theta) = \frac{1}{2}(2J_i + 1) \left| d_{K_i, M_i}^{J_i}(\theta) \right|^2$  — угловые распределения осколков деления для каждого  $i$ -го события деления;  $J_i$ ,  $K_i$  и  $M_i$  — значения полного углового момента и его компонент в точке разрыва. В (11) коэффициент  $c$  характеризует часть  $J$ , переходящую в спины осколков деления [18]. Подчеркнем, что при таких вычислениях величина  $\langle S(\theta) \rangle$  не связана с какой-либо выделенной точкой потенциальной поверхности делящегося ядра (седловой или точкой разрыва), а зависит от  $\tau_K$ .

Анализ влияния входного канала реакции на  $\langle S \rangle$  выполнен в рамках предположения о постоянном времени релаксации для  $K$ -моды, которое, следуя работам [1, 2, 6, 8], выбрано  $\tau_K = 2 \times 10^{-20}$  с. Параметры  $c$  и  $k$  полагались равными 0.3 и 0.124 соответственно. Эти значения были определены исходя из условий наилучшего описания экспериментальных данных по энергетическим зависимостям  $\langle S \rangle$  для реакций  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$  и  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$  (см. рис. 1).

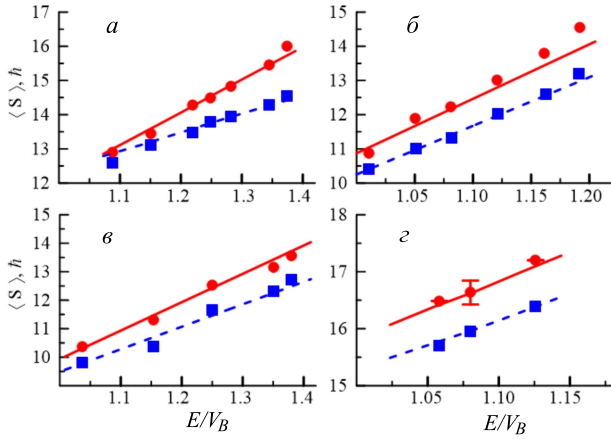


Рис. 1. Зависимости  $\langle S(165^\circ) \rangle$  и  $\langle S(90^\circ) \rangle$  от  $E$  в единицах величины кулоновского барьера  $V_B$ , вычисленного по модели [22]: а — для реакции  $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$ , б —  $^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$ , в —  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  и г —  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ . Сплошные красные кривые — результаты вычислений  $\langle S(90^\circ) \rangle$ , пунктирные синие кривые — результаты вычислений  $\langle S(165^\circ) \rangle$ . Точки — экспериментальные значения из [20]: синие квадраты для  $\langle S(165^\circ) \rangle$ , красные круги для  $\langle S(90^\circ) \rangle$

В [8] показано, что в случае деления тяжелых ядер, образующихся в реакциях полного слияния тяжелых ионов, в поведении угловых распределений осколков деления при подбарьерных энергиях должен проявляться эффект памяти о начальных распределениях по компонентам  $J$  составного ядра, которые зависят от величины спинов и деформаций сталкивающихся ядер. Действительно, величина кулоновского барьера минимальна для  $\theta_{t,p} = 0^\circ$  или  $180^\circ$  и максимальна при  $\theta_{t,p} = 90^\circ$  [8, 15, 17]. Учитывая, что  $\ell$  лежит в плоскости перпендикулярной пучку налетающих частиц, а  $\mathbf{s}_t$  и  $\mathbf{s}_p$  в основном состоянии сорентированы вдоль осей симметрии деформированных ядер мишени и пучка [15], наиболее вероятными значениями компонент  $\mathbf{J} = \ell + \mathbf{s}_t + \mathbf{s}_p$  будут  $K = M = \pm(s_t + s_p)$ . В случае нулевых  $s_t$  и  $s_p$  наиболее вероятные значения  $K = M = 0 \hbar$ . С увеличением энергии столкновений в надбарьерную область зависимость вероятности слияния от  $\theta_{t,p}$  будет ослабевать. Следовательно, вероятности реализации различных значений  $K$  и  $M$  будут выравниваться. Все сказанное учтено в соотношениях (4)–(7).

На рис. 2 сравниваются начальные распределения по  $K$  для ядер  $^{248}\text{Cf}$  с  $J = 9\hbar$ , образующихся при полном слиянии  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$  и  $^{13}\text{C} + ^{235}\text{U}$ . В зависимости от взаимной ориентации величина кулоновского барьера для этих систем лежит в пределах (60–65) МэВ. Распределения по  $K$  для глубокоподбарьерной энергии столкновений,  $E = 55$  МэВ, сильно различаются. А именно  $Y(J, K)$  для слияния бесспиновых ядер  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$  имеет один пик с наиболее вероятным значением  $K = 0\hbar$ . В случае реакции  $^{13}\text{C} + ^{235}\text{U}$  распределение  $Y(J, K)$  имеет два максимума, лежащие при  $K = \pm(s_t + s_p) = \pm 4\hbar$ . Таким образом, слиянию ядер с ненулевыми спина-

ми соответствуют более широкие распределения по  $K$ . Также на рис. 2 представлены примеры практически равновероятных распределений  $Y(J, K)$  при  $E = 75$  МэВ, т.е. при надбарьерной энергии. Детальный анализ энергетической зависимости начальных распределений  $Y(J, M)$  выполнен в [8].

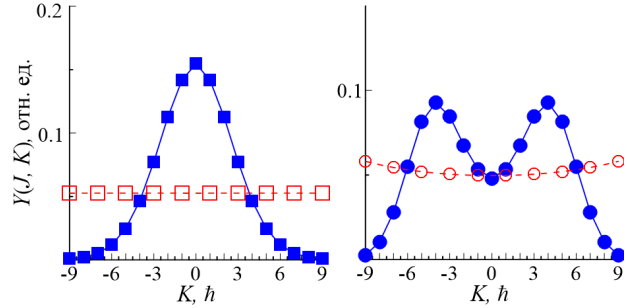


Рис. 2.  $Y(J, K)$  при  $J = 9\hbar$  для реакций  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$  (слева) и  $^{13}\text{C} + ^{235}\text{U}$  (справа). Результаты вычислений при  $E = 55$  МэВ представлены закрашенными синими символами, соединенными сплошными кривыми; при  $E = 75$  МэВ — незакрашенными красными символами, соединенными пунктирными кривыми

Именно эти различия в  $Y(J, K)$  позволили объяснить экспериментальные данные о поведении и величине анизотропии угловых распределений осколков деления тяжёлых составных ядер, образующихся в реакциях столкновения деформированных ядер при подбарьерных энергиях [8]. Как и угловые распределения осколков деления, величина  $\langle S \rangle$  также должна быть чувствительна к форме начальных распределений по  $K$ . Однако основной вклад в расчётные значения  $\langle S \rangle$  дают члены уравнения (11), связанные с полным угловым моментом и возбуждением коллективных спиновых мод [18–21]. По этой причине для анализа выбрана величина  $\xi = \langle S(90^\circ) \rangle^2 - \langle S(180^\circ) \rangle^2$ , которая в меньшей степени зависит от упомянутых процессов. Здесь следует напомнить, что  $\langle S(180^\circ) \rangle$  практически не зависит от  $K$  [19, 20]. На рис. 3 сравниваются энергетические зависимости  $\xi$  для реакций  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$  и  $^{13}\text{C} + ^{235}\text{U}$ .

Как видно из представленных данных, при надбарьерных энергиях столкновений значения  $\xi$  практически совпадают для обеих систем, что можно объяснить схожими  $Y(J, K)$ . При подбарьерных энергиях проявляются заметные расхождения в результатах вычислений для реакций, идущих на бесспиновом ядре  $^{236}\text{U}$  и на ядре  $^{235}\text{U}$ , обладающем ненулевым спином. Это можно объяснить тем, что часть событий деления трансурановых ядер, даже при подбарьерных энергиях столкновений, характеризуется длительностью протекания меньшей, чем  $\tau_K$ . Для таких событий существенное влияние на величину  $\langle S(90^\circ) \rangle$  должны оказывать начальные распределения по  $K$ , сформировавшиеся во входных каналах реакций. Отметим, что в работе [8] было показано, что для всех рассматриваемых здесь реакций длительность (5–10)% событий деления не

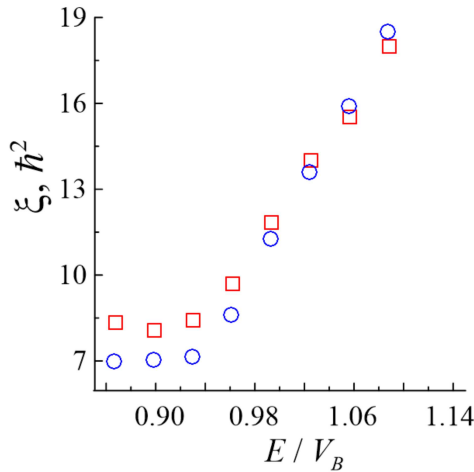


Рис. 3. Зависимости  $\xi$  от  $E$  в единицах  $V_B$  для реакций  $^{12}\text{C}+^{236}\text{U}$  (красные квадраты) и  $^{13}\text{C}+^{235}\text{U}$  (синие круги)

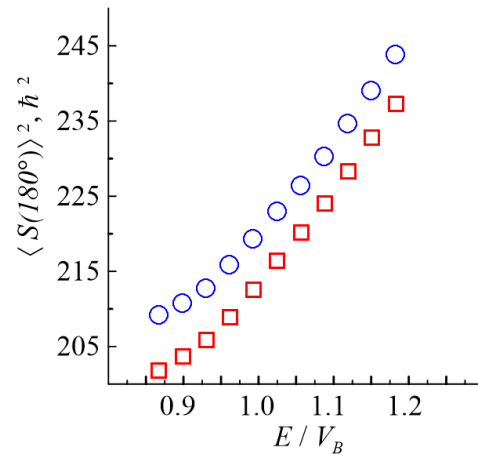


Рис. 4. Зависимости  $\langle S(180^\circ) \rangle^2$  от  $E/V_B$  для реакций  $^{12}\text{C}+^{236}\text{U}$  (красные круги) и  $^{13}\text{C}+^{235}\text{U}$  (синие квадраты)

превышает  $\tau_K$  при подбарьерных энергиях. Изменение наклона зависимостей  $\xi [E/V_B]$  при подбарьерных энергиях ядро-ядерных столкновений можно объяснить изменением характера начальных распределений  $Y(J, K)$ . Действительно, в зависимостях  $\langle S(180^\circ) \rangle^2$  от  $E/V_B$  (рис. 4) такое изменение наклона отсутствует.

В целом можно утверждать, что на процесс формирования средних спинов осколков деления трансурановых ядер, образующихся в результате полного слияния тяжёлых ионов при подбарьерных энергиях, заметное влияние оказывают начальные распределения по компонентам полного углового момента составного ядра, сформировавшиеся во входном канале реакции. Это открывает новую возможность изучения процесса полного слияния для реакций с тяжёлыми ионами. Напомним, что в литературе отсутствуют экспериментальные данные о  $\langle S \rangle$  при подбарьерных энергиях для рассматриваемых здесь реакций. Следовательно, проверка сделанных предсказаний относительно поведения  $\langle S \rangle$  при подбарьерных энергиях потребует проведения соответствующих измерений с относительной погрешностью не более 15%.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках динамической модели [1, 2] рассматривается процесс формирования средних спинов осколков вынужденного деления. Используемые в расчетах значения параметров модели обеспечивают хорошее описание экспериментальных данных по средним спином осколков деления для реакций  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}+^{232}\text{Th}$  и  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}+^{209}\text{Bi}$  при надбарьерных энергиях столкновений. В области подбарьерных энергий для реакций  $^{12}+^{236}\text{U}$  и  $^{13}+^{235}\text{U}$ , приводящих к образованию одного и того же составного ядра  $^{248}\text{Cf}$ , вычисления предсказывают заметные различия в поведении средних спинов осколков деления. Их можно интерпретировать как следствие различных начальных распределений по величине  $K$ , зависящих от величины спинов и деформаций сталкивающихся ядер. Проверка настоящих предсказаний предполагает измерение средних спинов осколков деления для указанных систем в широкой области энергий столкновения, включающей подбарьерные значения.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова.

- [1] Еременко Д.О., Дроздов В. А., Платонов С.Ю. и др. // Вест. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. № 1. 36 (2017). (Eremenko D.O., Drozdov V.A., Platonov S.Yu. et al. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* № 1. 39 (2017)).
- [2] Еременко Д.О., Дроздов В.А., Пасхалов А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. Физ. 81. 88 (2017). (Eremenko D.O., Drozdov V. A., Pashalov A.A. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci.* 81. 725 (2017)).
- [3] Krappe H.J., Pomorski K. *Theory of Nuclear Fission*. Springer-Verlag, 2012.

- [4] Drozdov V.A., Eremenko D.O., Fotina O.V. et al. // *Nucl. Phys. A* 734. 225 (2004).
- [5] Drozdov V.A., Eremenko D.O., Platonov S.Yu. et al. // *AIP Conf. Proc.* 704. 130 (2004).
- [6] Eremenko D.O., Drozdov V.A., Eslamizadeh M.H. et al. // *Phys. At. Nucl.* 69. 1423 (2006).
- [7] Drozdov V.A., Eremenko D.O., Fotina O.V. et al. // *Int. J. Mod. Phys. E* 19. 1125 (2010).
- [8] Eremenko D.O., Drozdov V.A., Fotina O.V. et al. // *Phys. Rev. C* 94. 014602 (2016).
- [9] Blocki J., Bohen Y., Nix J.R. et al. // *Ann. Phys.*

- (N.Y.). **113**. 330 (1978).
- [10] Sierk A.J., Nix J.R. // *Phys. Rev. C*. **21**. 982 (1980).
- [11] Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. // *Phys. Rev. C*. **13**. 2385 (1976).
- [12] Eremenko D.O., Fotina O.V., Giardina G. et al. // *Nuovo Cimento A*. **108**. 883 (1995).
- [13] Игнатюк А.В., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. // *ЯФ*. **21**. 1185 (1975). (Ignatyuk A.V., Itkis M.G., Okolovich V.N. et al. // *Sov. J. Nucl. Phys.* **21**. 612 (1975).)
- [14] Lestone J.P. // *Phys. Rev. C*. **51**. 580 (1995).
- [15] Butt R.D., Dasgupta M., Gontchar I. et al. // *Phys. Rev. C*. **65**. 044606 (2002).
- [16] Frobrich P., Gontchar I.I. // *Phys. Rep.* **292**. 131 (1996).
- [17] Takigawa N., Rumin T., Ihara N. // *Phys. Rev. C*. **61**. 044607 (2000).
- [18] Schmitt R.P., Haenni D.R., Cooke L. et al. // *Nucl. Phys. A*. **487**. 370 (1988).
- [19] Shetty D.V., Choudhury R.K., Nayak B.K., Nadkarni D.M. et al. // *Phys. Rev. C*. **58**. R616 (1998).
- [20] Shetty D.V., Choudhury R.K., Nayak B.K., Nadkarni D.M. et al. // *Phys. Rev. C*. **60**. 061601 (1999).
- [21] Schmitt R.P., Cooke L., Dejbakhsh H. et al. // *Nucl. Phys. A*. **592**. 130 (1995).
- [22] Bass R. Nuclear reactions with heavy ions. Berlin: Springer, 1980.

## Features of the Formation of Spins of Fission Fragments in Complete Fusion Reactions of Deformed Nuclei

V. A. Drozdov<sup>1</sup>, D. O. Eremenko<sup>1,2</sup>, O. A. Yuminov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia*

<sup>2</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia*

E-mail: <sup>a</sup> [eremenko@sinp.msu.ru](mailto:eremenko@sinp.msu.ru)

Within the framework of a dynamical model, an analysis of the energy dependences of the mean spins of fission fragments formed in complete fusion reactions of deformed nuclei has been carried out. The parameters of the dynamical model are determined from the conditions of the best description of experimental data on the mean spins of fission fragments for the reactions  $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$ ,  $^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$ ,  $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  and  $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ . The influence of the reaction entrance channel on the formation of fission fragment spins of the compound nucleus is discussed. The effect of the entrance channel is considered using the example of the  $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$  and  $^{13}\text{C} + ^{235}\text{U}$  reactions, leading to the formation of the same compound nucleus  $^{248}\text{Cf}$ . It is shown that, at sub-barrier collision energies, noticeable differences in the behaviour of the mean spins of fission fragments for different entrance channels of the fusion reaction should be observed.

PACS: 25.70.Jj, 25.70.Gh, 25.70.-w

Keywords: heavy ions, fission, dynamics, fragment spin, angular distribution, nuclear dissipation.

Received 27 March 2026.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2026. **81**, No. 3. Pp. .

### Сведения об авторах

- Дроздов Вадим Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: [Vadim\\_drozdov@mail.ru](mailto:Vadim_drozdov@mail.ru).
- Еременко Дмитрий Олегович — доктор физ.-мат. наук, зав. отделом НИИЯФ МГУ, профессор; e-mail: [eremenko@sinp.msu.ru](mailto:eremenko@sinp.msu.ru).
- Юминов Олег Аркадьевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; e-mail: [yuminov@sinp.msu.ru](mailto:yuminov@sinp.msu.ru).