

Особенности формирования и распада трансурановых ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами

Д. О. Еременко^{1,2,*}, Д. И. Денисова¹, В. А. Дроздов², С. Ю. Платонов^{1,2}, О. В. Фотина^{1,3}, О. А. Юминов²
 Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
 физический факультет

¹кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына. Россия

³кафедра физики элементарных частиц

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 10.07.2017; Подписана в печать 13.07.2017)

Анализируются особенности процессов формирования и распада трансурановых ядер, образующихся в реакциях полного слияния тяжелых ионов. При анализе экспериментальных данных для реакций $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{12}\text{C} + ^{235,236}\text{U}$ использовались квантовомеханические расчеты начальных распределений по компонентам полного углового момента составных ядер $^{248,247}\text{Cf}$ и динамическая модель деления для описания их распада. Показано, что важную роль в формировании угловых распределений осколков деления играют эффекты «памяти» о характеристиках входного канала реакции, связанных с наличием спинов и деформаций у сталкивающихся ядер.

PACS: 25.70.Jj

УДК: 539.173, 539.17.014.

Ключевые слова: полное слияние-деление, спины осколков, угловые распределения, множественность предразрывных нейтронов

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в различных ядерных центрах активно развиваются экспериментальные и теоретические исследования, нацеленные на изучение возможных механизмов ядерных реакций с тяжелыми ионами. Актуальность этих работ связана не только с недавними экспериментальными достижениями в использовании ядерных реакций с тяжелыми ионами для синтеза сверхтяжелых элементов [1, 2], но и с уникальной возможностью, которую они обеспечивают для получения новой информации о свойствах ядерной материи в сильно неравновесных состояниях, динамики слияния и деления [3–5]. Например, изучение масс-угловых корреляций и анизотропии угловых распределений делительноподобных фрагментов позволяют выделить реакции, для которых наиболее характерными процессами являются либо полное слияние, приводящее к образованию и распаду составного ядра, либо квазиделение, т. е. распаду промежуточной дидерной системы, образующейся на ранних стадиях реакции до формирования составного ядра [6, 7]. Кроме того, недавно при экспериментальном изучении угловых распределений осколков деления одного и того же ядра, образующегося в различных реакциях полного слияния, обнаружено сильное различие в угловых распределениях осколков деления при энергиях ядро-ядерных столкновений, близких к величине кулоновского барьера (барьер слияния) [8, 9]. Это явление интерпретировалось как проявление «памяти» об условиях формирования составного ядра, в частности, о спи-

нах и деформациях сталкивающихся ядер. Особенно ярко оно проявляется в случае реакций, приводящих к образованию трансурановых составных ядер, чьи барьеры деления сопоставимы с величиной ядерной температуры, или даже ниже ее [3]. Для анализа таких случаев наиболее обоснованным является применение динамической модели вынужденного деления [10, 11]. В рамках этой модели угловые распределения осколков деления зависят от соотношения между длительностью протекания различных стадий вынужденного деления и величиной времени релаксации (τ_K) для ориентационной K -моды, где K — проекция полного углового момента \mathbf{J} на ось симметрии делящегося ядра.

Настоящая работа посвящена анализу особенностей формирования и распада трансурановых ядер, связанных с упомянутыми эффектами «памяти» о входном канале реакции полного слияния тяжелых ионов. Анализ проведен на основе квантовомеханических расчетов начальных распределений для компонент K и M (проекции \mathbf{J} на ось пучка) и динамической модели вынужденного деления. При этом использовались экспериментальные данные по анизотропии угловых распределений, средним спином осколков деления и множественности предразрывных нейтронов для реакций полного слияния $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$ и $^{12}\text{C} + ^{235}\text{U}$, приводящих к образованию ядер $^{248,247}\text{Cf}$.

1. ФОРМИРОВАНИЕ СОСТАВНОГО ЯДРА

Рассмотрим процесс формирования составного ядра в реакциях с тяжелыми ионами. В момент столкновения между ядрами действуют силы ядерного притяжения, кулоновские силы отталкивания и центробежные силы. Соответственно, ядро-ядерный потенциал состо-

*E-mail: eremenko@sinp.msu.ru

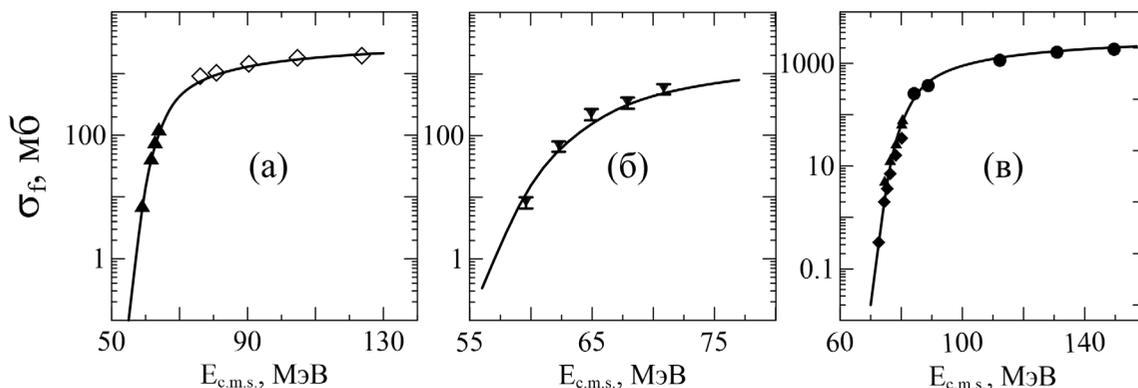


Рис. 1: Сечения слияния для реакций $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$ (а), $^{12}\text{C} + ^{235}\text{U}$ (б) и $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ (в). Экспериментальные данные взяты из работ: \blacktriangle — [15], \diamond — [16], \blacktriangledown — [8], \blacklozenge — [17] и \bullet — [6] Кривые — результаты расчетов

ит из трех частей: $V(\ell, R, \theta) = V_N(R, \theta) + V_C(R, \theta) + V_{rot}(\ell, R)$. Кулоновский V_C и ядерный V_N потенциалы являются функциями расстояния между центрами масс сталкивающихся ядер R и угла ориентации θ оси симметрии деформированного ядра-мишени относительно пучка. Воспользуемся потенциалом Вудса-Саксона для расчетов ядерного взаимодействия:

$$V_N = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{R - R_p - R_t(\theta)}{a}\right)}. \quad (1)$$

Здесь V_0 — глубина потенциала; a — параметр диффузности; R_t и R_p — радиусы ядра-мишени и налетающего ядра, для которых используются выражения $R_t(\theta) = r_0 A_t^{1/3} (1 + \beta_t Y_{20}(\theta))$ и $R_p = r_0 A_p^{1/3}$, где $A_{p,t}$ — массовые числа налетающего ядра и ядра-мишени, соответственно; β_t — параметр квадрупольной деформации ядра-мишени, r_0 — свободный параметр. Центробежный потенциал рассчитывался по формуле:

$$V_{rot}(R, \ell) = \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2\mu R^2}, \quad (2)$$

где μ — приведенная масса сталкивающихся ядер. Для расчетов кулоновского потенциала использовалось соотношение [12], учитывающее квадрупольную деформацию ядра-мишени β_t .

Парциальные сечения полного слияния рассчитываются следующим образом:

$$\sigma_\ell(E_{c.m.s.}, \theta) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{c.m.s.}} \frac{2\ell + 1}{1 + \exp\left(\frac{2\pi [B(\ell, \theta) - E_{c.m.s.}]}{\hbar\omega(\ell, \theta)}\right)}. \quad (3)$$

Здесь использовано соотношение для проницаемости параболического барьера с осцилляторной частотой $\omega = (\ell, \theta)$ и высотой $B(\ell, \theta)$, $E_{c.m.s.}$ — энергия столкновений в системе центра масс.

В настоящей работе значения квадрупольных деформаций ядер-мишени брались из систематики [13]:

$\beta = 0.207$ для ^{232}Th и $\beta = 0.215$ для $^{235,236}\text{U}$. Глубина ядерной части потенциала выбиралась $V_0 = 70$ МэВ на основе предсказаний [14]. Значения оставшихся параметров (a и r_0) подбирались исходя из условия наилучшего описания экспериментальных данных по сечениям полного слияния, которые рассчитывались как

$$\sigma_f = \sum_{\ell=0}^{\infty} \int \sigma(\ell, \theta) \sin(\theta) d\theta. \quad (4)$$

На рис. 1 сравниваются результаты вычислений σ_f с экспериментальными данными. В результате проведенного анализа получены следующие значения: $a = 0.50$ фм для всех реакций, $r_0 = 1.23$ для реакций $^{12}\text{C} + ^{235,236}\text{U}$ и 1.245 фм для реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$.

Рассмотрим метод расчета начальных распределений по J , K и M , суть которого легко пояснить на примере полного слияния относительно легкого налетающего сферического ядра, не обладающего спином, с тяжелым аксиально симметричным деформированным ядром мишени. Хорошо известно, что величина барьера слияния зависит от θ . А именно, она минимальна для их параллельной ориентации, и максимальна для перпендикулярной. Последнее означает, что при подбарьерных энергиях столкновений слияние будет происходить в основном при $\theta = 0$. Учтем, что орбитальный угловой момент столкновений ℓ лежит в плоскости, перпендикулярной пучку налетающих частиц, а полный момент образующейся ядерной системы равен $\mathbf{J} = \ell + \mathbf{s}_t$, где \mathbf{s}_t — спин ядра-мишени, который в основном состоянии ориентирован вдоль его оси симметрии. Тогда при $s_t = 0\hbar$ наиболее вероятные значения компонент \mathbf{J} будут $K = M = 0\hbar$, а в случае ненулевого s_t наиболее вероятные значения $K = M = \pm s_t$. С увеличением энергии столкновений в область надбарьерных значений зависимость вероятности слияния от θ будет ослабевать, и, следовательно, вероятности реализации различных значений K и M будут выравниваться. Учитывая все сказанное, для на-

чальных распределений по M можно записать:

$$Y(J, M) = \frac{\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{\mu_t=-s_t}^{s_t} \sigma(\ell, \mu_t) \left| C_{\mu_t, 0, M}^{s_t, \ell, J} \right|^2}{\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{\mu_t=-s_t}^{s_t} \sigma(\ell, \mu_t)}, \quad (5)$$

где μ_t — проекция спина деформированного ядра-мишени на ось пучка, а $C_{\mu_t, 0, M}^{s_t, \ell, J}$ — коэффициент Клебша–Гордана. Парциальное сечение слияния, зависящее от величины μ_t , можно выразить через парциальное сечение слияния, зависящее от θ следующим образом:

$$\sigma(\ell, \mu_t) = \int \left| d_{s_t, \mu_t}^{s_t}(\theta) \right|^2 \sigma(\ell, \theta) \sin(\theta) d\theta, \quad (6)$$

здесь $d_{s_t, \mu_t}^{s_t}(\theta)$ — сферическая функция Вигнера.

Аналогично, начальные распределения по K можно рассчитать следующим образом:

$$Y(J, K) = \frac{\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{K_\ell=-\ell}^{\ell} \sigma(\ell, K_\ell) \left[\left| C_{s_t, K_\ell, K}^{s_t, \ell, J} \right|^2 + \left| C_{-s_t, K_\ell, K}^{s_t, \ell, J} \right|^2 \right]}{\sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{K_\ell=-\ell}^{\ell} \sigma(\ell, K_\ell)}, \quad (7)$$

где K_ℓ — проекция орбитального момента налетающей частицы на ось симметрии деформированного ядра-мишени. Величину $\sigma(\ell, K_\ell)$ можно выразить через $\sigma(\ell, \theta)$:

$$\sigma(\ell, K_\ell) = \int \left| d_{K_\ell, 0}^{\ell}(\theta) \right|^2 \sigma(\ell, \theta) \sin(\theta) d\theta. \quad (8)$$

В выражениях (5)–(8) предполагается, что масса налетающей частицы существенно меньше массы ядра-мишени, и можно считать, что ось симметрии образующегося при полном слиянии деформированного составного ядра будет совпадать с осью симметрии деформированного ядра-мишени.

На рис. 2 вычисленные таким образом распределения по K сравниваются для реакций $^{12}\text{C} + ^{235}\text{U}$ и $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$ при подбарьерной энергии столкновений, $E_{c.m.s.} = 55$ МэВ. Для этих реакций величина барьера слияния лежит в пределах (56 – 65) МэВ в зависимости от взаимной ориентации сталкивающихся ядер. Из представленных на рис. 2 данных хорошо видно, что для реакции $^{12}\text{C} + ^{235}\text{U}$ распределение $Y(J, K)$ имеет два максимума при $K = \pm 7/2\hbar$, что соответствует двум возможным значениям проекции спина деформированного ядра-мишени ^{235}U на его ось симметрии. Единственный максимум распределения $Y(J, K)$ для реакции $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$ лежит при $K = 0\hbar$, что соответствует нулевому спину деформированного ядра-мишени ^{236}U . Отметим более широкое распределение $Y(J, K)$ для реакции $^{12}\text{C} + ^{235}\text{U}$ по сравнению с реакцией $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$. Это должно приводить к менее анизотропным угловым

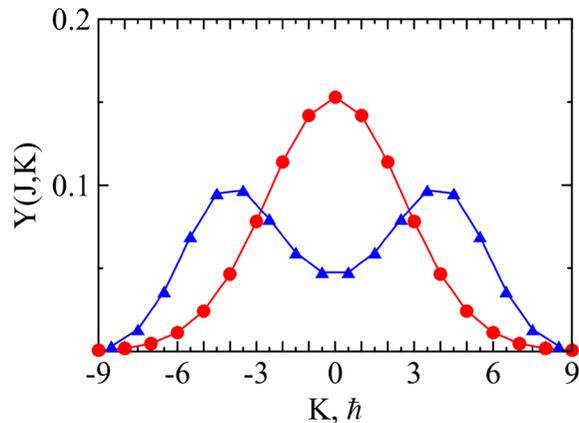


Рис. 2: $Y(J, K)$ для ^{247}Cf , образующегося в реакции $^{12}\text{C} + ^{235}\text{U}$ с $J = 17/2\hbar$ (синий треугольник), и для ^{248}Cf , образующегося в реакции $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$ с $J = 9\hbar$ (красная точка). Расчеты проведены при $E_{c.m.s.} = 55$ МэВ

распределениям осколков деления ^{247}Cf при подбарьерных энергиях. На рис. 3 продемонстрировано уширение распределений $Y(J, K)$ и $Y(J, M)$ с ростом $E_{c.m.s.}$, связанное с уменьшением чувствительности $\sigma(\ell, \theta)$ к θ при надбарьерных энергиях столкновений. Как и следовало ожидать, с ростом энергии происходит постепенное выравнивание распределений, которые, в конце концов, становятся практически равновероятными.

2. ДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЫНУЖДЕННОГО ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

В настоящей работе для анализа процесса распада трансурановых возбужденных ядер используется динамическая модель [10, 11], в рамках которой эволюция делящейся системы описывается с помощью системы стохастических уравнений Ланжевена для коллективных переменных, описывающих форму ядра. Здесь мы рассматривали лишь одну коллективную переменную r (расстояние между центрами масс формирующихся осколков деления) и соответствующий импульс p . В этом случае, уравнения Ланжевена выглядят как:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{p}{m(r)} \\ \frac{dp}{dt} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{p}{m(r)} \right)^2 \frac{dm(r)}{dr} - \frac{dF}{dr} - \beta(r)p + f(t), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\beta(r)$ — коэффициент затухания для деформационной степени свободы r , $f(t)$ — случайная сила, которая имеет следующие свойства: $\langle f(t) \rangle = 0$ и $\langle f(t_1) f(t_2) \rangle = 2D(r)\delta(t_1 - t_2)$ (белый шум). Также предполагается, что для коэффициента диффузии $D(r)$ выполняется соотношение Эйнштейна $D(r) = m(r)\beta(r)T$, где T — температура делящегося ядра. Массовый параметр $m(r)$ рассчитывался в рамках приближения Вернера–Уиллера [18]. В (9) консерватив-

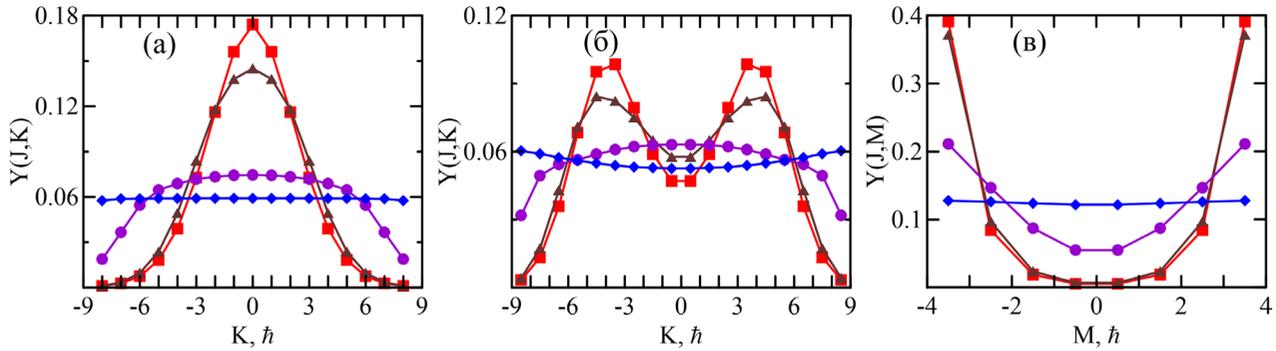


Рис. 3: Начальные распределения по компонентам \mathbf{J} для ядер, образующихся в реакциях полного слияния $^{12}\text{C} + ^{236,235}\text{U}$ при $E_{c.m.s.} = 55$ (красный квадрат), 60 (коричневый треугольник), 65 (фиолетовая точка) и 70 (синий ромб) МэВ. (а) — $Y(J, K)$ для ^{248}Cf с $J = 9\hbar$; (б) — $Y(J, K)$ для ^{247}Cf с $J = 17/2\hbar$ и (в) — $Y(J, M)$ для ^{247}Cf

ные силы определяются через производную свободной энергии $F(r, T, J, K) = V(r, J, K) - a_d(r)T^2$, где $T = \sqrt{U/a_d(r)}$ — ядерная температура, $U = E^* - p^2/(2m) - V(r, J, K)$ — энергия возбуждения, связанная с одночастичными степенями свободы, а E^* — полная энергия возбуждения. В расчетах учитывалась деформационная зависимость параметра плотности уровней $a_d(r) = Aa_{1d} + A^{2/3}a_{2d}B_S(r)$, обусловленная безразмерным функционалом поверхностной энергии $B_S(r)$. Значения параметров a_{1d} и a_{2d} взяты из [19]. Для расчетов потенциальной энергии деформированного и вращающегося ядра использовалось выражение:

$$V(r, J, K) = B_S(r)E_S^0(Z, A) + B_C(r)E_C^0(Z, A) + \frac{(J(J+1) - K^2)\hbar^2}{2\mathfrak{I}_{\perp}} + \frac{K^2\hbar^2}{2\mathfrak{I}_{\parallel}}, \quad (10)$$

где Z — заряд делящегося ядра, $B_C(r)$ — безразмерный функционал кулоновской энергии, $E_S^0(Z, A)$ и $E_C^0(Z, A)$ — поверхностная и кулоновская энергии для соответствующего сферического ядра, \mathfrak{I}_{\parallel} и \mathfrak{I}_{\perp} — моменты инерции относительно оси симметрии делящегося ядра и оси, перпендикулярной к ней. Они рассчитывались в приближении твердого тела [18]. Метод вычислений $B_C(r)$ и $B_S(r)$ вдоль долины деления подробно описан в [20].

Для учета испарения легких предразрывных частиц (n , p , α и γ -квантов) в динамические расчеты включены вычисления соответствующих вероятностей распада в рамках статистической теории ядерных реакций. Более детально метод учет эмиссии легких частиц из делящегося ядра описан в [21]. Для решения системы уравнений Лажевена необходимо задать начальные условия, которые в настоящей работе были выбраны в следующем виде:

$$\Phi(r, p, J, K, M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi mT}} \exp\left(-\frac{p^2}{2mT}\right) \delta(r - r_{eq}) Y(J, K, M). \quad (11)$$

Здесь r_{eq} — значение коллективной координаты для

равновесной деформации при данных J и K . Начальные значения J , K и M выбирались случайным образом исходя из распределений (5)–(8), учитывая, что $-J \leq K \leq J$ и $-s_t \leq M \leq s_t$. В рамках динамической модели считается, что величина K испытывает случайные переходы между ее допустимыми значениями вследствие взаимодействия с внутренними степенями свободы на протяжении всей эволюции делящейся системы вплоть до точки разрыва. Частота переходов определяется величиной времени релаксации τ_K для K -моды. Численная реализация такого случайного процесса описана в [11]. Отметим, что в расчетах после каждого акта эмиссии легкой частицы вводились поправки на J , K и M . Таким образом, в рамках предлагаемого подхода каждое ланжевенское событие деления в точке разрыва характеризуется определенными значениями J , K и M .

В рамках динамической модели величины, характеризующие вынужденное деление, рассчитываются как среднее по большому числу ланжевенских событий деления. Так, угловые распределения осколков деления вычисляются следующим образом:

$$W(\theta) = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} \frac{1}{2} (2J_i + 1) \left| d_{K_i, M_i}^{J_i}(\theta) \right|^2, \quad (12)$$

где N_f — количество ланжевенских событий деления. При расчетах средних спинов осколков деления следует учитывать три процесса [22]. Первый — часть полного углового момента J делящейся системы переходит в спины фрагментов (характеризуется коэффициентом c). Второй — возбуждение K -моды, приводящее к угловой зависимости средних спинов осколков деления. Третий — возбуждение различных коллективных спиновых мод (так называемых wrigling, bending и twisting), которые, как известно, обладают малыми временами релаксации и, следовательно, определяются характеристиками делящейся системы в точке разрыва. Их общий вклад в средние спины осколков деления принято оценивать $S_{coll}^f = kA^{5/6}T^{1/2}$ [22]. Таким обра-

зом, в рамках динамической модели:

$$S^f(\theta) = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} \sqrt{c^2 J_i + (1 - c^2) K^2 W_i(\theta) + S_{coll,i}^f}. \quad (13)$$

В расчетах значения c и k варьируются для достижения наилучшего описания экспериментальных данных. Отметим, что в таком подходе S^f не связана с выделенной точкой потенциальной поверхности делящегося ядра (седловой или точкой разрыва) и должна зависеть от τ_K . В рамках динамической модели множественность предразрывных нейтронов ν_{pre} также рассчитывается как среднее по ансамблю ланжевенских событий, приводящих к делению,:

$$\nu_{pre} = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} \nu_{pre,i}. \quad (14)$$

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В рамках динамической модели угловые распределения определяются соотношением между временем релаксации τ_K и длительностями различных стадий процесса вынужденного деления. Таким образом, необходимо с максимальной точностью определить временную шкалу вынужденного деления, которая сильно зависит от механизма ядерной диссипации, т. е. выбрать модель для расчетов коэффициента затухания $\beta(r)$. Для вычислений $\beta(r)$ использовался однопольный механизм ядерной диссипации [3, 23], который хорошо зарекомендовал себя при описании различных экспериментальных данных, касающихся вынужденного деления. Модель однопольной ядерной диссипации предполагает существование двух механизмов: первый — потери кинетической энергии коллективного ядерного движения за счет столкновений нуклонов с движущимися «стенками» ядра (меняющимся средним полем); второй — связан с обменом нуклонами между двумя фрагментами делящейся ядерной системы с «шейкой». Соответствующая формула для расчетов $\beta(r)$ называется формулой «стена + окно» [24]. В качестве свободного параметра вводится коэффициент редукции k_s , который позволяет уменьшить вклад в диссипацию от взаимодействия нуклонов с поверхностью ядра. Следует отметить, что множественность легких предразрывных частиц практически не зависит от величины τ_K [10, 11], что позволяет определить k_s на основе анализа экспериментальных данных по ν_{pre} . Подчеркнем, что, среди рассматриваемых в настоящей работе реакций $^{12}\text{C} + ^{235,236}\text{U}$ и $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ только для последней существуют экспериментальные данные о ν_{pre} .

На рис. 4 экспериментальные ν_{pre} для реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ сравниваются с результатами расчетов. При этом получено значение $k_s = 0.2$, которое использовано для расчетов угловых распределений осколков деления, образующихся в реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$. На рис.

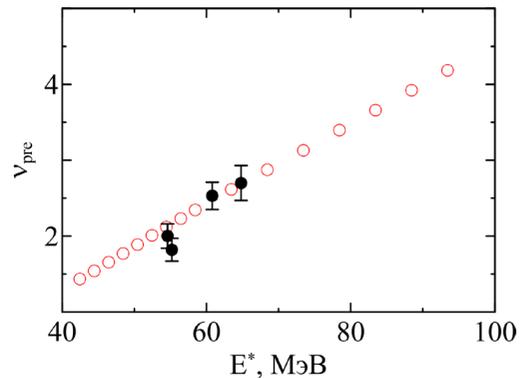


Рис. 4: Множественность предразрывных нейтронов для реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$. Точки — экспериментальные данные [25]. Открытые круги — результат вычислений

5 результаты расчетов анизотропии угловых распределений осколков деления сравниваются с экспериментальными данными. Варьируя величину времени релаксации для K -моды и добиваясь наилучшего описания экспериментальных данных, удалось определить ее значение, $\tau_K = 20 \times 10^{-21}$ с. Причем, и в расчетах, и в экспериментальных данных при подбарьерных $E_{c.m.s.}$ отчетливо виден рост анизотропии угловых распределений осколков деления, который связан с проявлением эффектов «памяти» об узком начальном распределении по K . Недооценка теорией экспериментальных данных при $E_{c.m.s.} < 82$ МэВ может быть связана с процессом квазиделения, незначительный вклад которого ожидается для этой реакции [3, 6]. Значения

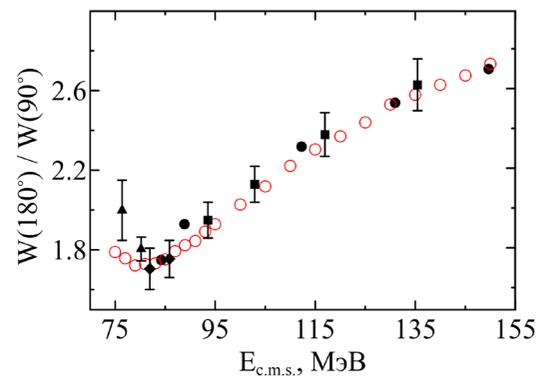


Рис. 5: Анизотропия угловых распределений осколков деления ядер ^{248}Cf , образующихся в реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$. Экспериментальные данные взяты из [6] — круги, [16] — квадраты, [26] — ромбы, [27] — треугольники. Открытые красные круги — результат вычислений

τ_K и k_s были проверены на примере описания экспериментальных данных по средним спином осколков деления S^f для той же самой реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ при энергиях выше барьера. Напомним, что \mathbf{J} составного ядра, образующегося в результате столкновения ядер с нулевыми спинами, лежит в плоскости, перпендику-

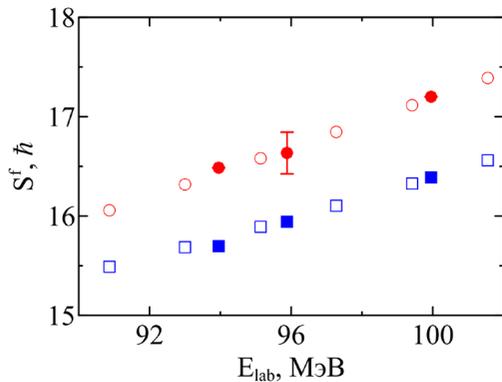


Рис. 6: Зависимость S^f от энергии в лабораторной системе отсчета E_{lab} для реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$. Экспериментальные точки [22] отмечены синими заполненными квадратами для 165° и красными заполненными кругами для 90° . Открытые символы — результаты вычислений для 165° (синие квадраты) и 90° (красные круги)

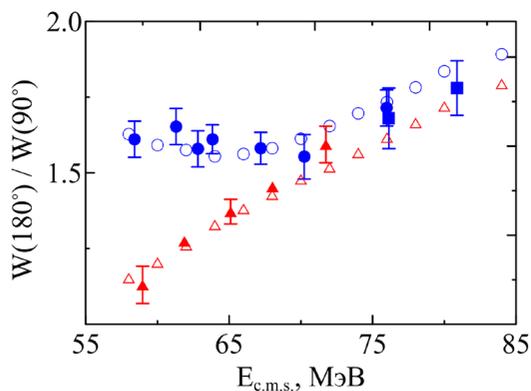


Рис. 7: Сравнение экспериментальной угловой анизотропии и результатов вычислений. Для реакции $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$ экспериментальные данные взяты из [8] — синие точки и [9] — синие квадраты, расчеты — синие открытые круги. Для реакции $^{12}\text{C} + ^{235}\text{U}$ экспериментальные данные взяты из [8] — красные треугольники, расчеты — красные открытые треугольники

лярной пучку налетающих частиц. Другими словами, $K = 0\hbar$, а S^f не зависит от τ_K при $\theta = 0^\circ$ и 180° . Это дает возможность определить коэффициенты c и k , для чего были использованы экспериментальные данные по энергетической зависимости $S^f(165^\circ)$ (см. рис. 6). Вычисленные $S^f(165^\circ)$ действительно оказались практически нечувствительными к τ_K , а для параметров c и k были получены значения 0.3 и 0.124, соответственно.

Эти значения близки к полученным в рамках статистической модели [22]. Отметим, хорошее описание экспериментальных данных для $S^f(90^\circ)$ с определенными ранее τ_K и k_s . Такие результаты свидетельствуют в пользу корректности описания временной шкалы вынужденного деления.

Далее, значения $\tau_K = 20 \times 10^{-21}$ с и $k_s = 0.2$ использовались при проведении анализа экспериментальных данных по анизотропии угловых распределений осколков деления, образующихся в реакциях полного слияния — деления $^{12}\text{C} + ^{235,236}\text{U}$ (рис. 7). Следует подчеркнуть, что как в расчетах, так и в экспериментальных данных имеются значительные различия в анизотропии угловых распределений осколков деления для реакций, идущих на ядрах ^{235}U с ненулевым значением спина основного состояния и на бесспиновых ядрах ^{236}U при $E_{c.m.s.}$ ниже барьера слияния. Другими словами, существенная доля событий деления происходит за время, не превышающее τ_K , и, следовательно, на процесс формирования угловых распределений осколков деления существенно влияют начальные распределения по J , K и M , сформированные во входном канале реакций. Для энергий столкновения выше барьера слияния, когда начальные распределения по K и M становятся похожими, величины и энергетические зависимости анизотропии угловых распределений осколков деления становятся близкими.

Таким образом, можно утверждать, что эффекты «памяти» играют важную роль в формировании угловых распределений осколков деления трансурановых ядер, образующихся в реакциях полного слияния тяжелых ионов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа реакций полного слияния — деления $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ и $^{12}\text{C} + ^{235,236}\text{U}$, проведенного как в подбарьерной, так и в надбарьерной областях энергий ядро-ядерных столкновений, показано, что в формировании угловых распределений осколков деления важную роль играют эффекты «памяти» о характеристиках входного канала реакции, обусловленных наличием спинов и деформаций у сталкивающихся ядер. Это связано с тем, что существенная часть событий деления возбужденных трансурановых ядер $^{247,248}\text{Cf}$ происходит за время, не превышающее время релаксации для K -моды. Особенно ярко этот эффект проявляется при подбарьерных энергиях.

[1] Oganessian Yu. Ts., Dmitriev S.N. Rus. Chem. Rev. 2009. **78**. P. 1077.
 [2] Hofmann S. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2015. **42**. P. 114001.

[3] Ньютон Дж. О. ЭЧАЯ. 1990. **21**. С. 821.
 [4] Kailas S. Phys. Rep. 1997. **284**. P. 381.
 [5] Veselsky M., Klimo J., Yu-Gang M., Souliotis G. Phys. Rev. C. 2016. **94**. P. 064608.

- [6] *Back B.B., Betts R.R., Gindler J.E., Wilkins B.D., Saini S., Tsang M.B., Gelbke C.K., Lynch W.G., McMahan M.A., Baisden P.A.* Phys. Rev. C. 1985. **32**. P. 195.
- [7] *Khuyagbaatar J., Hinde D.J., Carter I.P., Dasgupta M., Dillmann Ch.E., Evers M., Luong D.H., du Rietz R., Wakhle A., Williams E.* et al. Phys. Rev. C. 2015. **91**. P. 054608.
- [8] *Lestone J.P., Sonzogni A.A., Kelly M.P., Vandenbosch R.* Phys. Rev. C. 1997. **56**. P. R2907.
- [9] *Ajitkumar B.P., Varier K.M., John B.V., Saxena A., Nayak B.K., Biswas D.C., Thomas R.G., Kailas S.* Phys. Rev. C. 2008. **77**. P. 021601(R).
- [10] *Eremenko D.O., Drozdov V.A., Eslamizadex M.H., Fotina O.V., Platonov S.Yu., Yuminov O.A.* Phys. At. Nucl. 2006. **69**. P. 1423.
- [11] *Eremenko D.O., Drozdov V.A., Fotina O.V., Platonov S.Yu., Yuminov O.A.* AIP Conf. Proc. 2004. **704**. P. 130.
- [12] *Takigawa N., Rumin T., Ihara N.* Phys. Rev. C. 2000. **61**. P. 044607.
- [13] *Moller P., Nix J.R., Myers W.D., Swiatecki W.J.* At. Data Nucl. Data Tables. 1995. **59**. P. 185.
- [14] *Ильинов А.С., Оганесян Ю.Ц., Черепанов Е.А.* ЯФ. 1982. **36**. P. 118.
- [15] *Murakami T., Sahm C.-C., Vandenbosch R., Leach D.D., Ray A., Murphy M.J.* Phys. Rev. C. 1986. **34**. P. 1353.
- [16] *Kailas S., Nadkarni D.M., Chatterjee A., Saxena A., Kapoor S.S., Vandenbosch R., Lestone J.P., Liang J.F., Prindle D.J., Sonzogni A.A.* et al. Phys. Rev. C. 1999. **59**. P. 2580.
- [17] *Liu Z., Zhang H., Xu J., Qiao Y., Qian X., Lin C.* Phys. Rev. C. 1996. **54**. P. 761.
- [18] *Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R.* Phys. Rev. C. 1976. **13**. P. 2385.
- [19] *Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С.* ЯФ. 1975. **21**. С. 485.
- [20] *Lestone J.P.* Phys. Rev. C. 1995. **51**. P. 580.
- [21] *Frobrich P., Gontchar I.* Phys. Rep. 1996. **292**. P. 131.
- [22] *Shetty D.V., Choudhury R.K., Nayak B.K., Nadkarni D.M., Kapoor S.S.* Phys. Rev. C. 1998. **58**. P. R616.
- [23] *Sierk A.J., Nix J.R.* Phys. Rev. C. 1980. **21**. P. 982.
- [24] *Адеев Г.Д., Карнов А.В., Надточий П.Н., Ванин Д.В.* ЭЧАЯ. 2005. **36**. С. 731.
- [25] *Saxena A., Chatterjee A., Choudhury R.K., Kapoor S.S., Nadkarni D.M.* Phys. Rev. C. 1994. **49**. P. 932.
- [26] *Ramamurthy V.S., Kapoor S.S., Choudhury R.K., Saxena A., Nadkarni D.M., Mohanty A.K., Nayak B.K., Sastry S.V., Kailas S., Chatterjee A.* et al. Phys. Rev. Lett. 1990. **25**. P. 65.
- [27] *Vandenbosch R., Murakami T., Sahm C.-C., Leach D.D., Ray A., Murphy M.J.* Phys. Rev. Lett. 1986. **56**. P. 1234.

Features of the formation and decay of transuranium nuclei formed in reactions with heavy ions

D. O. Eremenko^{1,2a}, D. I. Denisova¹, V. A. Drozdov², S. Yu. Platonov¹, O. V. Fotina³, O. A. Yuminov²

Faculty of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University

¹*Department of Nuclear Physics and Quantum Theory of Collisions*

²*Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics, ³Department of Physics of Elementary Particles
Moscow 119911, Russia*

E-mail: ^aeremenko@sinp.msu.ru

The features of the processes of formation and decay of transuranium nuclei formed in the reactions of complete fusion of heavy ions are analyzed. When analyzing the experimental data for the $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ and $^{12}\text{C} + ^{235,236}\text{U}$, we used quantum-mechanical calculations of the initial distributions for the components of the total angular momentum of the compound nuclei $^{248,247}\text{Cf}$ and the dynamic fission model to describe their decay. It is shown that the effects of "memory" on the characteristics of the entrance channel of a reaction associated with the presence of spins and deformations in colliding nuclei play an important role in the formation of angular distributions of fission fragments.

PACS: 25.70.Jj.

Keywords: complete fusion-fission, fragment spins, angular distributions, prescission neutron multiplicity.

Received 10 July 2017.

Сведения об авторах

1. Еременко Дмитрий Олегович — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, профессор; тел.: (495) 939-24-65, e-mail: eremenko@sinp.msu.ru.
2. Денисова Дарья Ильинична — студентка; тел.: (495) 939-24-65, e-mail: dashka-12.95@mail.ru.
3. Дроздов Вадим Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-24-65, e-mail: vadim_drozdov@mail.ru.
4. Платонов Сергей Юрьевич — доктор физ.-мат. наук, доцент, профессор; тел.: (495) 939-24-65, e-mail: platonov@sinp.msu.ru.
5. Фотина Ольга Владиленовна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, доцент; тел.: (495) 939-38-19, e-mail: fotina@srd.sinp.msu.ru.
6. Юминов Олег Аркадьевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-50-92, e-mail: yuminov@sinp.msu.ru.