

P7-2007-78

Р. М. Хирьянов¹, А. В. Карпов, Г. Д. Адеев¹

СТОХАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ
УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ
ВОЗБУЖДЕННЫХ КОМПАУНД-ЯДЕР

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Омский государственный университет, Омск, Россия
E-mail: hirjanov@mail.ru

Стохастическая модель формирования угловых распределений осколков деления возбужденных компаунд-ядер

Представлены расчеты анизотропии угловых распределений осколков деления и средней множественности предразрывных нейтронов, выполненные в рамках стохастического подхода к динамике деления, основанного на трехмерных уравнениях Ланжевена. Данный подход объединен с монте-карловским алгоритмом для степени свободы K (проекцией полного момента I на ось деления). Время релаксации координаты K рассматривалось как свободный параметр модели, оценка которого выполнена из условия наилучшего описания экспериментальных данных по анизотропии угловых распределений. Оценка времени релаксации τ_K составила $2 \cdot 10^{-21}$ с для составных ядер ^{224}Th , ^{225}Pa и $4 \cdot 10^{-21}$ с для более тяжелых ^{248}Cf , ^{254}Fm и ^{264}Rf . Для расчета потенциальной энергии использовалась температурно-зависимая модель жидкой капли, учитывающая конечность радиуса действия ядерных сил и диффузность поверхности ядра. Для описания диссипации коллективной энергии использовался модифицированный однотельный механизм вязкости с коэффициентом редукции k_s вклада от формулы «стены». Коэффициент k_s также являлся свободным параметром и был выбран равным 0,5 из условия описания экспериментальных данных по средней предразрывной множественности нейтронов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Stochastic Model of Fission Fragment Angular Distribution for Excited Compound Nuclei

A dynamical approach to treatment of the fission fragment angular distribution is developed. The approach is based on three-dimensional Langevin dynamics for shape collective coordinates joined with Monte-Carlo algorithm for the degree of freedom associated with projection K of the total angular momentum of fissioning system on the symmetry axis. The relaxation time of the tilting mode τ_K is estimated. From the fits to the experimental data on the fission fragment angular distribution of heavy fissioning compound systems the K equilibration time is deduced to be $(2-4) \cdot 10^{-21}$ s for the temperatures $\sim 1-2$ MeV. A modified one-body mechanism of nuclear dissipation with reduction coefficient of the contribution from the «wall» formula $k_s = 0.5$ has been used in the calculations.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

ВВЕДЕНИЕ

При теоретическом анализе данных по угловым распределениям осколков деления традиционно используется модель переходного состояния [1–3]. Суть ее заключается в предположении, что существует некоторая выделенная (переходная) конфигурация делящейся системы, которая определяет угловое распределение осколков деления. При этом существуют два предельных предположения о положении переходного состояния и, соответственно, два варианта модели переходного состояния: модель переходного состояния в седловой точке (ПССТ) [1–3] и модель переходного состояния в точке разрыва (ПСТР) [4–8].

Хорошо известно, что модель ПССТ достаточно точно воспроизводит экспериментальные данные по анизотропии угловых распределений осколков деления для реакций, в которых в качестве налетающих частиц выбирались нейтроны, ионы ^3He и α -частицы [3, 9]. Составные ядра, образующиеся в таких реакциях, имеют температуру порядка 1 МэВ и невысокие значения углового момента.

Для реакций с участием более массивных налетающих ионов углерода, кислорода и тяжелее обнаружилось [9], что модель ПССТ предсказывает систематически низкие значения анизотропии углового распределения и экспериментальные данные лежат ближе к значениям, рассчитываемым согласно модели ПСТР. Тем не менее попытки описать экспериментальные данные по анизотропии угловых распределений для таких реакций с использованием модели ПССТ делаются и по сей день [10]. Больших успехов в описании угловых распределений в реакциях с тяжелыми ионами удалось добиться в модели ПСТР, развитой в работе [8]. В ней была разработана модель, более корректно (по сравнению с первыми вариантами модели ПСТР [4–7]) учитывающая спиновые моды формирующихся осколков деления.

В то же время в работе [11] было показано, что наблюдаемые экспериментально значения анизотропии угловых распределений не могут быть описаны ни моделью ПССТ, ни моделью ПСТР. Поэтому в общем случае было высказано предположение, что эффективное переходное состояние, определяющее угловое распределение осколков деления, находится где-то между седловой точкой и точкой разрыва.

Недавно Еременко с соавторами предложили принципиально новый динамический подход [12, 13] к расчету углового распределения, не используя

ющий концепцию переходного состояния. В этой модели предлагается рассматривать термодинамические флуктуации степени свободы K (проекцией полного момента I на ось деления) в процессе эволюции делящегося ядра от основного состояния до точки разрыва. Процесс деления в этом подходе моделировался на основе одномерной ланжевеновской динамики, где в качестве коллективной координаты, описывающей форму ядра, использовалось удлинение c (не учитывалась координата, отвечающая за толщину шейки, и рассматривалось только симметричное деление). В этом подходе удалось хорошо описать экспериментальные данные по анизотропии угловых распределений и средней предразрывной нейтронной множественности для ряда реакций слияния-деления тяжелых ионов.

Известно, что одномерная ланжевеновская модель является первым приближением для описания сложного многомерного процесса, каким является деление ядра. Поэтому в нашей работе [14] подход, предложенный в работах [12, 13], обобщен на случай трехмерных уравнений Ланжевена, где в качестве коллективных координат использовалась хорошо известная параметризация $\{c, h, \alpha'\}$.

В настоящем исследовании представлены результаты динамических расчетов предразрывной множественности нейтронов и анизотропии угловых распределений осколков деления ядер, образованных в реакциях с тяжелыми ионами. Расчеты проведены в четырехмерной модели, основанной на системе трехмерных уравнений Ланжевена и дополненной степенью свободы K , в широком интервале энергий налетающего иона для реакций $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$, $^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{225}\text{Pa}$, $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$, $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{254}\text{Fm}$ и $^{16}\text{O} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{264}\text{Rf}$. Анализ экспериментальных данных по анизотропии угловых распределений позволил оценить значение времени релаксации координаты K .

В разд. 1 и 2 данной статьи описаны модель и алгоритм метода Монте-Карло, используемого для моделирования эволюции координаты K . При этом дано детальное описание той части модели, которая касается расчета угловых распределений. Подробное изложение других деталей многомерной ланжевеновской модели, учитывающей испарение предразрывных частиц, может быть найдено в [15–18]. В разд. 3 представлены результаты расчетов в настоящей модели и их обсуждение. Выводы и заключения сделаны в разд. 4.

1. МОДЕЛЬ

В настоящей работе для описания динамики деления составного ядра используется трехмерная ланжевеновская модель (подробное описание можно найти в наших предыдущих публикациях [15–19]). В качестве коллективных координат в расчетах используется хорошо известная $\{c, h, \alpha\}$ -параметриза-

ция [20]. Параметр c описывает удлинение ядра (длина ядра в единицах радиуса начальной сферы R_0 равна $2c$). Параметр h определяет изменение толщины шейки при заданном удлинении, координата α задает отношение масс будущих осколков. В работе [15] был введен новый параметр α' , который связан с α масштабным преобразованием

$$\alpha' = \alpha c^3.$$

Таким образом, в качестве коллективных координат, описывающих форму ядра, мы используем $\{c, h, \alpha'\}$. В качестве уравнений движения для моделирования динамики деления составного ядра использовалась система многомерных уравнений Ланжевена, которые в разностной форме для случая N коллективных координат имеют вид [21]

$$\begin{aligned} p_i^{(n+1)} &= p_i^{(n)} - \left(\frac{1}{2} p_j^{(n)} p_k^{(n)} \left(\frac{\partial \mu_{jk}(\mathbf{q})}{\partial q_i} \right)^{(n)} - \right. \\ &\quad \left. - K_i^{(n)}(\mathbf{q}) + \gamma_{ij}^{(n)}(\mathbf{q}) \mu_{jk}^{(n)}(\mathbf{q}) p_k^{(n)} \right) \tau + \theta_{ij}^{(n)} \xi_j^{(n)} \sqrt{\tau}, \\ q_i^{(n+1)} &= q_i^{(n)} + \frac{1}{2} \mu_{ij}^{(n)}(\mathbf{q}) \left(p_j^{(n)} + p_j^{(n+1)} \right) \tau, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{q} = (c, h, \alpha')$ — набор коллективных координат; \mathbf{p} — сопряженные им импульсы; m_{ij} ($\|\mu_{ij}\| = \|m_{ij}\|^{-1}$) — инерционный тензор; γ_{ij} — фрикционный тензор; $V(\mathbf{q})$ — потенциальная энергия рассматриваемой термодинамической системы; $\theta_{ij} \xi_j$ — случайная сила; θ_{ij} — амплитуда случайной силы ($\theta_{ik} \theta_{kj} = T \gamma_{ij}$). Температура термостата T рассчитывается в модели ферми-газа $T = (E_{\text{int}}/a(\mathbf{q}))^{1/2}$, где E_{int} — внутренняя энергия возбуждения ядра; $a(\mathbf{q})$ — параметр плотности уровней, явный вид которого взят из [22]. Консервативная сила K_i определяется термодинамическим потенциалом свободной энергии $K_i = - \left(\frac{\partial F(\mathbf{q})}{\partial q_i} \right)_T$, свободная энергия определяется как $F(\mathbf{q}) = V(\mathbf{q}) - a(\mathbf{q})T^2$, где $V(\mathbf{q})$ — потенциальная энергия, рассчитываемая в модели жидкой капли (МЖК) с конечным радиусом действия ядерных сил [23–25].

В уравнениях (1) верхний индекс n означает, что соответствующая величина вычисляется в момент времени $t_n = n\tau$, где τ — шаг интегрирования уравнений Ланжевена по времени. Здесь и далее по повторяющимся индексам подразумевается суммирование от 1 до N (в нашем случае для трех коллективных координат $N = 3$).

Внутренняя энергия E_{int} определяется из закона сохранения энергии

$$E_{\text{int}} = E^* - E_{\text{coll}}(\mathbf{q}, \mathbf{p}) - V(\mathbf{q}) - E_{\text{rot}}(\mathbf{q}, I, K) - E_{\text{evap}}(t), \quad (2)$$

где E^* — полная энергия возбуждения ядра; $E_{\text{coll}}(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \frac{1}{2}\mu_{ij}(\mathbf{q})p_i p_j$ — кинетическая энергия коллективных степеней свободы; $E_{\text{evap}}(t)$ — энергия, унесенная испарившимися частицами к моменту времени t .

Энергия вращения ядра E_{rot} определяется выражением

$$E_{\text{rot}}(\mathbf{q}, I, K) = \frac{\hbar^2 K^2}{2J_{\parallel}(\mathbf{q})} + \frac{\hbar^2(I(I+1) - K^2)}{2J_{\perp}(\mathbf{q})}. \quad (3)$$

Функционалы $J_{\parallel}(\mathbf{q})$ и $J_{\perp}(\mathbf{q})$ представляют собой твердотельные моменты инерции ядра относительно оси симметрии и оси, перпендикулярной ей, соответственно. Моменты инерции с учетом диффузности ядерной поверхности могут быть рассчитаны следующим образом [26]:

$$J_{\perp(\parallel)}(\mathbf{q}) = J_{\perp(\parallel)}^{(\text{sharp})} + 4Ma_M^2, \quad (4)$$

где $a_M = 0,704$ фм — параметр диффузности ядерной поверхности; M — масса составного ядра; $J_{\perp(\parallel)}^{(\text{sharp})}$ — моменты инерции, рассчитываемые в МЖК с резким краем, которые в $\{c, h, \alpha'\}$ -параметризации даются выражениями

$$J_{\perp}^{(\text{sharp})} = \frac{2}{5}MR_0^2 \left[\frac{c^2}{2} \left(1 + c^{-3} + \frac{4}{35} \left(2h + \frac{c-1}{2} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(2c^3 + \frac{4}{15} \left(2h + \frac{c-1}{2} \right) c^3 - 1 \right) - \frac{\alpha'^2}{c^3} \left(\frac{c^3}{5} - \frac{1}{7} \right) \right) \right], \quad (5)$$

$$J_{\parallel}^{(\text{sharp})} = \frac{2}{5}MR_0^2 \left[c^2 \left(c^{-3} + \frac{4}{35} \left(2h + \frac{c-1}{2} \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(-1 + \frac{4}{15} \left(2h + \frac{c-1}{2} \right) c^3 \right) + \frac{1}{7} \frac{\alpha'^2}{c^3} \right) \right], \quad (6)$$

где R_0 — радиус недеформированного сферического ядра.

Начальные координаты \mathbf{q}_0 , импульсы \mathbf{p}_0 и полный момент составного ядра I для динамических расчетов разыгрывались методом Неймана с образующей функцией

$$P(\mathbf{q}_0, \mathbf{p}_0, I, t=0) \sim \exp \left(-\frac{V(\mathbf{q}_0, I, K) + E_{\text{coll}}(\mathbf{q}_0, \mathbf{p}_0)}{T} \right) \delta(\mathbf{q}_0 - \mathbf{q}_{\text{gs}}) \sigma(I), \quad (7)$$

где \mathbf{q}_{gs} — координаты основного (сферического) состояния составного ядра ($c = 1, h = 0, \alpha' = 0$), а функция $\sigma(I)$ описывает начальное распределение составных ядер по моментам и рассчитывается в модели [21]. Поскольку

вероятность деления для рассматриваемых реакций примерно равна единице, то сечения слияния и деления равны, поэтому расчет сечения слияния $\sigma(I)$ можно сравнить с экспериментальными данными по сечениям деления. Такое сравнение представлено на рис. 1. Из рисунка видно, что есть хорошее согласие расчета $\sigma(I)$ с экспериментом, поэтому можно считать эту величину установленной с достаточной для нас точностью.

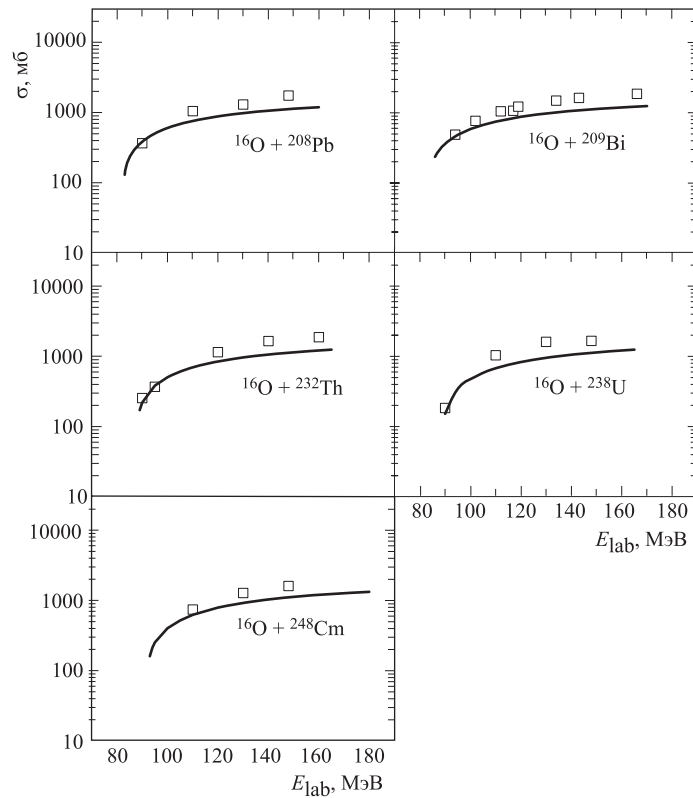


Рис. 1. Сравнение результатов расчета энергетической зависимости сечений полного слияния в модели Фребриха–Гончара [21] (сплошные линии) с экспериментальными данными по сечениям деления. Квадраты — экспериментальные данные [38]

Предполагается, что разделение составного ядра на два осколка происходит, когда радиус шейки делящегося ядра равен $0,3R_0$ [20, 27]. Это условие определяет поверхность разрыва в пространстве коллективных координат. Разрывная конфигурация определяется как пересечение динамической траектории с поверхностью разрыва.

В процессе эволюции составного ядра от основного состояния до точки разрыва (вдоль ланжевеновской траектории) учитывалось испарение предраз-

рывных легких частиц ($j = n, p, \alpha, \gamma$) с помощью монте-карловской процедуры [21, 28]. Производился пересчет всех размерных факторов, кроме вращательной, кулоновской и ядерной энергии, поскольку они не зависят от массового числа составного ядра. Потеря углового момента составным ядром в процессе испарения учитывалась в предположении, что легкие частицы, испаряясь, уносят $l_j = 1, 1, 2, 1(\hbar)$ [21]. Такой учет является необходимым, поскольку в процессе испарения предразрывных легких частиц изменяется нуклонный состав и угловой момент начального составного ядра.

Для описания диссипации энергии коллективных степеней свободы использовался модифицированный однопольный механизм вязкости с коэффициентом редукции k_s для формулы «стены» [29, 30]. В настоящей работе коэффициент k_s рассматривался как свободный параметр, значение которого определялось из условия воспроизведения экспериментальных данных предразрывной множественности нейтронов.

При анализе угловых распределений обычно предполагается, что осколки деления разлетаются в направлении оси симметрии ядра. В этом случае угловое распределение определяется тройкой квантовых чисел: I , K и M , где I — полный момент составного ядра; K — проекция I на ось симметрии ядра и M — проекция полного момента на направление пучка налетающих ионов. В случае слияния бесспиновых ионов значение $M = 0$. Тогда угловое распределение для фиксированных значений I и K имеет вид

$$W(\theta, I, K) = (I + 1/2) |d_{M=0, K}^I(\theta)|^2, \quad (8)$$

где $d_{M=0, K}^I(\theta)$ — функция вращения Вигнера, явный вид которой можно найти в монографии [3]; θ — угол между осью симметрии ядра и осью пучка налетающих ионов. Угловое распределение осколков деления, наблюдаемое в эксперименте, может быть получено усреднением (8) по распределениям I и K в виде

$$W(\theta) = \sum_{I=0}^{\infty} \sigma(I) \sum_{K=-I}^I P(K) W(\theta, I, K). \quad (9)$$

Из (9) видно, что для расчета углового распределения необходимо конкретизировать вид распределений составных ядер по I [$\sigma(I)$] и по K [$P(K)$]. Если считать, что $\sigma(I)$ известно, то проблема расчета угловых распределений осколков состоит только в определении распределения $P(K)$. В моделях ПССТ и ПСТР считается, что распределение по K равновесное (определяется бoльцмановским фактором $\exp(-E_{\text{rot}}/T)$ [2]) соответственно в седловой точке или точке разрыва.

Как уже было сказано, ни одна из моделей ПССТ и ПСТР не дает одновременно удовлетворительного описания угловых распределений для реакций и с тяжелыми, и с легкими ионами. Существующая неопределенность с

положением переходного состояния указывает на необходимость учета динамических особенностей формирования угловых распределений. В наиболее общем случае K следует рассматривать как самостоятельную коллективную координату и изучать ее эволюцию, используя, например, многомерный ланжевеновский подход [18]. Такой полностью динамический подход позволит в наиболее общем виде определить распределение $P(K)$. Однако в этом случае возникает проблема расчета консервативной силы, а также транспортных коэффициентов для координаты K (инерционного, фрикционного и диффузионного параметров). Зная зависимость вращательной энергии от K , не составляет труда определить искомую компоненту консервативной силы. В то же время в литературе не описан способ расчета транспортных коэффициентов для координаты K . Поэтому полностью динамическое рассмотрение эволюции степени свободы, связанной с K , пока затруднительно.

Однако динамические аспекты формирования угловых распределений могут быть «упрятаны» в характеристику, называемую временем релаксации координаты K — τ_K . В работах [12, 13] было предложено рассматривать эволюцию координаты K методом Монте-Карло, в котором процесс деления характеризовался двумя коллективными степенями свободы: параметром удлинения ядра c и координатой K .

2. ФОРМАЛИЗМ РАСЧЕТА УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Стохастический подход к рассмотрению эволюции координаты K , предложенный в [12, 13], в настоящем исследовании обобщен на трехмерную ланжевеновскую модель деления [15–18]. Таким образом, процесс деления описывается тремя коллективными координатами формы делящегося ядра (c, h, α') и дополнительной степенью свободы K . Такая четырехмерная модель позволяет (помимо характеристик процесса деления ядер, которые могут быть получены в трехмерной модели [15–17]) динамически рассчитывать угловые распределения осколков деления.

Для описания эволюции координаты K в процессе движения составного ядра от основного состояния до разрывной конфигурации использовался следующий алгоритм. Для основного (сферического) состояния начальное значение K выбиралось из равномерного распределения на интервале $[-I, I]$. На каждом шаге интегрирования уравнений Ланжевена по времени τ вычислялась вероятность изменения значения K . Для этого разыгрывалось равномерно распределенное на отрезке $[0, 1]$ случайное число ξ , которое сравнивалось с отношением τ/τ_K . Если $\xi < \tau/\tau_K$, то на следующем шаге интегрирования по времени выбиралось новое значение $K = K'$. Иначе сохранялось предыдущее значение K . Новое значение K' определялось с помощью классического алгоритма Метрополиса, где в качестве вероятности $w_{KK'}$ перехода в еди-

ницу времени системы из состояния с K в состояние с K' использовалась функция Метрополиса [31]:

$$w_{KK'} = \tau_s^{-1} \begin{cases} \exp\left(-\frac{\Delta E_{KK'}}{T}\right), & \Delta E_{KK'} > 0, \\ 1, & \Delta E_{KK'} \leq 0, \end{cases} \quad (10)$$

где

$$\Delta E_{KK'} = E_{\text{rot}}(\mathbf{q}, I, K') - E_{\text{rot}}(\mathbf{q}, I, K), \quad \tau_s = 10^{-21} \text{ с.}$$

Более подробное описание и обоснование использования данного алгоритма можно найти в обзоре [32].

Связь алгоритма Метрополиса со стохастической кинетикой можно обосновать в динамической интерпретации этого алгоритма. Известно [33], что данный алгоритм описывает марковский релаксационный процесс, определяемый неравновесной функцией распределения $P_K \equiv P(K, t)$, удовлетворяющей основному кинетическому уравнению

$$\frac{dP_K}{dt} = -P_K(t) \sum_{K'} w_{KK'} + \sum_{K'} w_{K'K} P_{K'}(t). \quad (11)$$

Условием сходимости марковского релаксационного процесса, описываемого уравнением (11), к равновесному распределению является выполнение принципа детального равновесия:

$$w_{KK'} P_{\text{eq}}(K) = w_{K'K} P_{\text{eq}}(K'). \quad (12)$$

Вообще говоря, это условие не определяет однозначно [33] вид функции $w_{KK'}$. В обзоре [32] показано, что функция Метрополиса (10) удовлетворяет условию детального равновесия (12) и, таким образом, может быть использована в данном подходе в качестве вероятности перехода. Решая уравнение (11) с функцией Метрополиса в качестве вероятности перехода, можно описать динамическую эволюцию физической величины A_K как $\langle A_K(t) \rangle = \sum_K A_K P_K(t)$.

Альтернативой функции Метрополиса является функция Глаубера [33], которая также удовлетворяет условию (12). Использование функции Глаубера в наших расчетах вместо функции Метрополиса не меняет их результатов. Подчеркнем, что все расчеты в данном исследовании выполнены с функцией Метрополиса.

Для каждой динамической траектории, дошедшей до точки разрыва, в разрывной конфигурации фиксировались значения I и K . Таким образом, рассматривая ансамбль траекторий деления, мы имеем динамические распределения по координатам I и K в момент разрыва ядра на два осколка.

Усредняя выражение (8) по ансамблю траекторий разделившихся ядер, получим вероятность вылета осколков под определенным углом относительно оси пучка налетающих ионов:

$$\langle W(\theta) \rangle = \frac{1}{N_f} \sum_{j=1}^{N_f} (I^j + 1/2) \left| d_{0K^j}^{I^j}(\theta) \right|^2, \quad (13)$$

где I^j , K^j — значения полного момента и его проекции в момент разрыва ядра для j -й траектории деления; N_f — число событий деления; θ — угол между направлением вылета осколков деления и осью пучка налетающих ионов. Таким образом, состоянием, определяющим угловое распределение в данной модели, считается разрывная конфигурация составного ядра.

Выражение (13) в данном подходе использовалось для расчета анизотропии углового распределения, определяемой отношением $\langle W(0^\circ) \rangle / \langle W(90^\circ) \rangle$.

В этом подходе τ_K является свободным варьируемым параметром. Предполагается, что параметр τ_K не изменяется в процессе эволюции составного ядра от основного состояния до точки разрыва. Вообще говоря, время релаксации τ_K не является постоянной величиной. В работе [34] было показано, что существует зависимость τ_K от эффективного момента инерции и, следовательно, от формы составного ядра. Но конкретный вид данной зависимости пока неизвестен, выяснить его в данном подходе не представляется возможным.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для тестирования настоящей модели формирования угловых распределений был рассмотрен предельный случай, когда τ_K меньше шага интегрирования уравнений Ланжевена по времени τ и, следовательно, мало по сравнению со средними временами эволюции делящейся системы от основного состояния до седловой точки и от седловой точки до точки разрыва. В этом случае, как и ожидалось, значение дисперсии динамического распределения по K , полученного в данной модели при рассмотрении ансамбля траекторий деления, имеющих определенное значение K в разрывной конфигурации, совпадает с равновесным значением, предсказываемым моделью ПСТР, с точностью до 0,1 %. В этом предположении анизотропия углового распределения, рассчитанная в данной модели по формуле (13), также практически совпадает с соответствующим значением, полученным в модели ПСТР, в пределах 1 %.

В данном подходе проведены динамические расчеты средней множественности предразрывных нейтронов и анизотропии угловых распределений осколков деления для пяти реакций слияния-деления $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$,

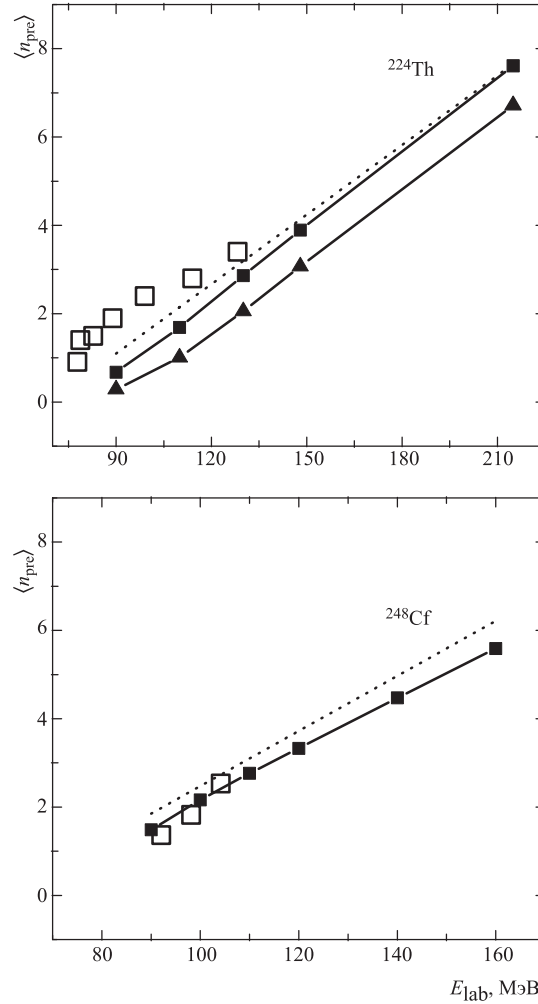


Рис. 2. Средняя множественность предразрывных нейтронов для реакций $^{16}O + ^{208}Pb$, ^{232}Th . Светлые квадраты — экспериментальные данные [36, 37]. Точечная кривая — аппроксимация из работы [35]. Темные треугольники — расчет в настоящей модели с $k_s = 0, 25$. Темные квадраты — расчет в настоящей модели с $k_s = 0, 5$

$^{16}O + ^{209}Bi \rightarrow ^{225}Pa$, $^{16}O + ^{232}Th \rightarrow ^{248}Cf$, $^{16}O + ^{238}U \rightarrow ^{254}Fm$ и $^{16}O + ^{248}Cm \rightarrow ^{264}Rf$.

Коэффициент k_s в данном подходе являлся свободным параметром, его значение варьировалось для воспроизведения экспериментальных данных по

предразрывной множественности нейтронов для реакций $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ [36] и $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ [37]. На рис. 2 представлены результаты расчетов средней множественности предразрывных нейтронов с двумя значениями k_s в сравнении с экспериментальными данными. Из рис. 2 видно, что для реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ расчеты, проведенные с $k_s = 0,5$, удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ расчеты с $k_s = 0,5$ лучше описывают эксперимент, чем расчеты с $k_s = 0,25$, однако лежат значительно ниже экспериментальных точек. Такое разногласие можно объяснить тем, что точный механизм ядерной диссипации, реализующийся в делении, до сих пор неизвестен, а однотельный механизм вязкости, используемый нами, является хорошим феноменологическим приближением. Все динамические расчеты анизотропии углового распределения осколков деления проводились с коэффициентом $k_s = 0,5$.

На рис. 3 представлены теоретические расчеты анизотропии угловых распределений осколков деления для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ в зависимости от энергии налетающего иона. Расчеты выполнены с различными значениями параметров k_s и τ_K . Из рис. 3 можно сделать вывод, что анизотропия углового распределения, рассчитанная в данной модели, практически не зависит от параметра k_s . Зависимость же данной величины от параметра τ_K существенна, значение анизотропии растет с уменьшением τ_K . Это можно объяснить тем,

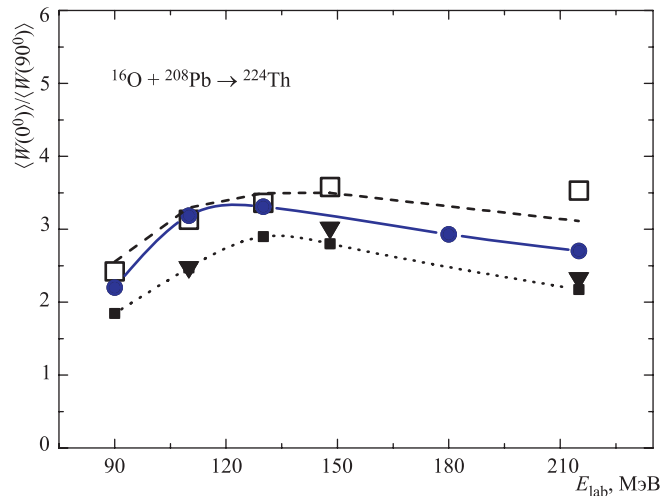


Рис. 3. Анизотропия угловых распределений осколков деления как функция энергии налетающего иона. Светлые квадраты — экспериментальные данные [38]. Штриховая кривая — расчет в модели ПССТ. Темные квадраты — расчет в нашей модели с $k_s = 0,25$ и $\tau_K = 4 \cdot 10^{-21}$ с. Темные треугольники — расчет в нашей модели с $k_s = 0,5$ и $\tau_K = 4 \cdot 10^{-21}$ с. Круги — расчет в нашей модели с $k_s = 0,5$ и $\tau_K = 2 \cdot 10^{-21}$ с

что при уменьшении параметра τ_K в нашей модели растёт вероятность изменения K на каждом временном шаге интегрирования уравнений Ланжевена, следовательно, координата K релаксирует в более вытянутой, чем седловая, конфигурации, что приводит к более узкому конечному распределению по K . Расчёты в нашей модели с $\tau_K = 2 \cdot 10^{-21}$ с хорошо описывают экспериментальные данные для данной реакции при энергиях налетающего иона до 130 МэВ. Но при более высоких энергиях наша модель существенно недооценивает эксперимент. По всей видимости, для описания эксперимента при таких энергиях в данной реакции необходимо использовать значение τ_K , равное $1 \cdot 10^{-21}$ с или меньшее.

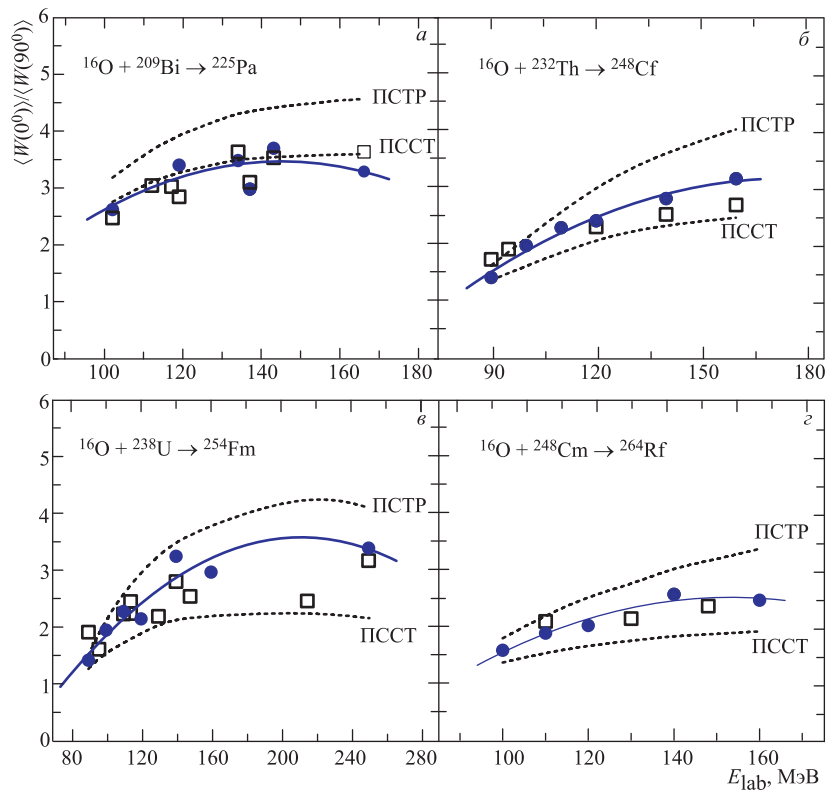


Рис. 4. Анизотропия угловых распределений осколков деления как функция энергии налетающего иона. Квадраты — экспериментальные данные [38]. Пунктирные кривые — расчеты в моделях ПССТ и ПСТР. Кружки — теоретические расчеты в настоящей модели с $k_s = 0,5$ и $\tau_K = 2 \cdot 10^{-21}$ с (а), $\tau_K = 4 \cdot 10^{-21}$ с (б-г). Сплошная кривая — аппроксимация теоретических расчетов полиномом второго порядка

В рамках представленной модели были проанализированы экспериментальные энергетические зависимости анизотропии угловых распределений осколков деления, результаты расчетов представлены на рис. 4. Для достижения лучшего описания экспериментальных энергетических зависимостей анизотропии угловых распределений в наших расчетах варьировалось значение τ_K . Для составных ядер ^{224}Th и ^{225}Ra оценка времени релаксации составляет $\tau_K = 2 \cdot 10^{-21}$ с. Для более тяжелых ^{248}Cf , ^{254}Fm , ^{264}Rf лучшее описание достигается при $\tau_K = 4 \cdot 10^{-21}$ с. Также на рис. 4 показаны предсказания классических моделей ПССТ и ПСТР. Из рис. 3, 4 видно, что для ^{224}Th и ^{225}Ra ПССТ хорошо описывает экспериментальные данные. Для составных же ядер с $A > 246$ (^{248}Cf , ^{254}Fm , ^{264}Rf) модель ПССТ дает заниженные значения, и экспериментальные точки лежат между предсказаниями моделей ПССТ и ПСТР.

Если в данной модели рассматривать эволюцию только одной коллективной координаты удлинения c , а две другие приравнять нулю ($h = 0, \alpha' = 0$), т. е. перейти от трехмерной ланжевеновской динамики к одномерной, значение параметра τ_K , получаемое из условия описания экспериментальных данных по анизотропии угловых распределений, увеличится в два-три раза, приближая извлеченные нами значения τ_K к значениям, полученным в [12, 13], где была также использована одномерная ланжевеновская модель.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Динамическая модель формирования угловых распределений на основе одномерной ланжевеновской модели, предложенная в работах [12, 13], в настоящем исследовании обобщена на случай трехмерной ланжевеновской модели. Такая модель, учитывающая стохастическую природу процесса деления и формирования угловых распределений, позволила лучше описать экспериментальные значения анизотропии угловых распределений, чем статистические модели переходного состояния (ПССТ и ПСТР) для реакций слияния-деления тяжелых ионов.

В рамках данного подхода выполнена оценка времени релаксации степени свободы, связанной с проекцией K полного момента I на ось деления. Расчеты анизотропии угловых распределений, проведенные с временем релаксации $\tau_K = 2 - 4 \cdot 10^{-21}$ с, оказались наиболее близки к экспериментальным значениям. Такое время релаксации сопоставимо со средним временем спуска делящейся ядерной системы от седловой до разрывной конфигурации ($\sim 6 \cdot 10^{-21}$ с), что указывает на неприменимость обеих классических моделей переходного состояния (ПССТ и ПСТР) для таких реакций.

Подводя итог, следует отметить, что выяснение роли динамических факторов при формировании угловых распределений осколков деления находится

лишь на начальном этапе. Примененный в данном исследовании подход позволил получить достаточно хорошее описание энергетических зависимостей анизотропии угловых распределений в динамическом рассмотрении их формирования. Представляется перспективным использование многомерных ланжевеновских моделей, рассматривающих K как самостоятельную коллективную степень свободы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Bohr A.* // Proc. of the United Nations Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. N.Y., 1956. V. 2. P. 151.
2. *Halpern I., Strutinsky V.M.* // Proc. of the Second United Nations Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1958. V. 15. P. 408.
3. *Vandenbosch R., Huizenga J.R.* Nuclear Fission. N.Y.: Academic Press, 1973. P. 422.
4. *Bond P.D.* // Phys. Rev. C. 1985. V. 32. P. 471.
5. *Bond P.D.* // Ibid. P. 483.
6. *Rossner H.H., Huizenga J.R., Schröder W.U.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 38.
7. *Rossner H.H., Huizenga J.R., Schröder W.U.* // Phys. Rev. 1986. V. 33. P. 560.
8. *John B., Kataria S.K.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1337.
9. *Vaz L.C., Alexander J.M.* // Phys. Rep. 1983. V. 97. P. 1.
10. *Jia Y., Bao J.-D.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 034601.
11. *Freifelder R., Prakash M., Alexander J.M.* // Phys. Rep. 1986. V. 133. P. 315
12. *Drozhdov V.A. et al.* // V Tours Symp. on Nucl. Phys. 2003. P. 130 / Eds.: Arnould M. et al. N.Y.: Melville, 2004; AIP Conf. Proc. 2003. V. 704.
13. *Eremenko D.O. et al.* // Phys. of At. Nucl. 2006. V. 69. P. 1423.
14. *Karpov A.V. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2007. V. 34. P. 255.
15. *Karpov A.V. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 054610.
16. *Nadtochy P.N., Adeev G.D., Karpov A.V.* // Phys. Rev. C. 2002 V. 65. P. 064615.
17. *Nadtochy P.N. et al.* // Yad. Fiz. 2003. V. 66. P. 1240.
18. *Adeev G.D. et al.* // Part. Nucl. 2005. V. 36. P. 732.
19. *Ryabov E.G., Karpov A.V., Adeev G.D.* // Nucl. Phys. A. 2006. V. 765. P. 39.
20. *Brack M. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 320.
21. *Fröbrich P., Gontchar I.* // Phys. Rep. 1998. V. 292. P. 131.
22. *Ignatyuk A.V. et al.* // Yad. Fiz. 1975. V. 21. P. 1185.
23. *Krappe H.J.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 2640.
24. *Krappe H.J., Nix J.R., Sierk A.J.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 992.
25. *Sierk A.J.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 2039.

26. *Davies K. T. R., Nix J. R.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 14. P. 1977.
27. *Davies K. T. R. et al.* // Phys. Rev. C. 1977. V. 16. P. 1890.
28. *Mavlitov N. D., Fröbrich P., Gontchar I. I.* // A. Phys. A. 1992. V. 342. P. 195.
29. *Nix J. R., Sierk A. J.* // Proc. of the Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics. Dubna, 1987. P. 453.
30. *Nix J. R., Sierk A. J.* // Proc. of the Sixth Adriatic Conf. on Nucl. Phys. Frontiers of Heavy Ion Physics, Dubrovnik, 1987. P. 333.
31. *Metropolis N. et al.* // J. Chem. Phys. 1953. V. 21. P. 1087.
32. *Binder K.* // Rep. Prog. Phys. 1997. V. 60. P. 487.
33. *Binder K., Heerman W.* Monte-Carlo simulation in statistical physics. Springer-Verlag, 1988.
34. *Døssing T., Randrup J.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 433. P. 215.
35. *Иткус М. Г., Русанов А. Я.* // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29. С. 389.
36. *Rossner H. et al.* // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. P. 719.
37. *Saxena A. et al.* // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. P. 932.
38. *Back B. B.* // Phys. Rev. C. 1985. V. 32. P. 195.

Получено 1 июня 2007 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 14.09.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,12. Уч.-изд. л. 1,35. Тираж 290 экз. Заказ № 55883.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/