

На правах рукописи

ХИРЬЯНОВ Роман Михайлович

ДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД К РАССМОТРЕНИЮ ФОРМИРОВАНИЯ
УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ
ВОЗБУЖДЕННЫХ КОМПАУНД-ЯДЕР

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск — 2009

Общая характеристика работы

Актуальность темы

При теоретическом анализе экспериментальных данных по угловым распределениям осколков деления традиционно используется модель переходного состояния [1, 2]. Данная модель основана на предположении, что существует некоторая выделенная (переходная) конфигурация делящейся системы, которая определяет угловые распределения осколков деления. Обычно в качестве такой переходной конфигурации выбирают седловую точку барьера деления. В рамках этой модели угловые распределения зависят от взаимной ориентации полного углового момента I и оси деления в седловой точке. Предполагается, что распределение по проекции I на ось деления (характеризуемой величиной K) в седловой точке становится равновесным и не изменяется при дальнейшей эволюции делящейся системы вплоть до точки разрыва. Это предположение возможно только если время перехода от седловой точки до точки разрыва ($\tau_{sd-sc} \sim 10^{-20}$ с [3, 4]) много меньше времени релаксации степени свободы, связанной с K (τ_K).

На ранних этапах экспериментального изучения углового распределения осколков деления рассматривались реакции, в которых в качестве налетающих частиц выбирались нейтроны и α -частицы [1, 5]. Составные ядра, образующиеся в таких реакциях, имеют температуру порядка 1 МэВ и невысокие значения углового момента. Для таких реакций высота барьера деления много больше температуры ядра, и стандартная модель переходного состояния в седловой точке (ПССТ) позволяет хорошо описывать экспериментальные данные по анизотропии углового распределения осколков.

В дальнейших экспериментах использовались уже более массивные налетающие частицы — ионы углерода, кислорода и тяжелее [5]. Стало возможным изучение углового распределения осколков при делении более тяжелых ядер с гораздо большими температурами и угловыми моментами. Для таких систем обнаружилось, что стандартная модель ПССТ предсказывает систематически низкие значения анизотропии углового распределения по сравнению с экспериментальными данными. Для объяснения anomalously больших значений анизотропии углового распределения была предложена альтернативная модель, в которой за эффективное переходное состояние принималась не седловая, а более деформированная точка разрыва [6, 7], т.е. модель переходного состояния в точке разрыва (ПСТР).

Недавно были опубликованы работы двух теоретических групп [8, 9], в которых к изучению угловых распределений применялись динамические подходы, основанные на одномерных уравнениях Ланжевена. Основное преимущество динамических моделей перед чисто статистическими заключается в том, что они могут учесть динамические особенности формирования угловых распределений. В первую очередь, это касается испарения предразрывных нейтронов. В работе [9], основываясь на понятии времени релаксации K -моды, исследовалась также проблема нахождения эффективного переходного состояния.

В работах [10, 11] было показано, что для реакций с тяжелыми ионами статистическая модель переходных состояний не обеспечивает приемлемого уровня описания экспериментальных данных по угловым распределениям осколков деления. Результаты анализа экспериментальных данных, проведенного в [10, 11], свидетельствуют, что эффективная переходная точка, в которой реализуются переходные состояния, может находиться между седловой точкой и точкой разрыва. Таким образом, угловые распределения осколков деления неявно содержат информацию о времени перехода делящейся системы между седловой точкой и точкой разрыва. Следовательно, разработка динамических подходов, позволяющих согласованным образом рассчитывать угловые распределения осколков деления, множественности легких частиц, длительности протекания деления, является актуальной задачей. Анализ экспериментальных данных, в рамках таких подходов, откроет новые перспективы в изучении времен протекания различных стадий реакции вынужденного деления, а также механизма ядерной диссипации.

Цель работы:

1. Разработка нового подхода к рассмотрению формирования угловых распределений осколков деления тяжелых ядер, учитывающего динамические характеристики этого процесса. Тестирование разработанного подхода в предельных случаях.
2. Применение разработанного динамического подхода для описания энергетических зависимостей анизотропии угловых распределений осколков деления составных ядер, образованных в результате слияния тяжелых ионов.
3. Феноменологическая оценка такой важной временной характеристики как время релаксации координаты, связанной с проекцией полного момента на ось деления ядра.

Научная новизна результатов

1. Разработан подход, позволяющий учитывать динамическую природу формирования угловых распределений осколков деления. Впервые для описания анизотропии угловых распределений применена трехмерная ланжевенковская модель, объединенная с динамической моделью эволюции координаты, отвечающей за формирование углового распределения.
2. В рамках разработанного подхода произведена оценка времени релаксации координаты, связанной с проекцией полного момента на ось симметрии делящегося ядра.

Практическое значение результатов

Проведенные исследования показали, что расчеты в настоящей модели позволяют лучше описывать экспериментальные данные по анизотропии угловых распределений осколков деления тяжелых ядер, чем традиционные статистические модели переходного состояния в седловой точке и точке разрыва (ПССТ и ПСТР). Результаты исследований представляют интерес для научных центров по изучению ядерных реакций (Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета, г. Москва; Лаборатория ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна; Физико-энергетический институт имени Лейпунского, г. Обнинск; Институт ядерных исследований РАН, г. Москва; Радиевый институт имени В.Г. Хлопина, Санкт-Петербург; институт ядерной физики Национального ядерного центра республики Казахстан, г. Алматы а также других ядерных центров стран СНГ и дальнего зарубежья).

Основные положения, выносимые на защиту

1. Для реакций слияния-деления тяжелых ионов разработанный подход позволяет лучше описывать экспериментальные значения анизотропии угловых распределений, чем статистические модели переходного состояния (ПССТ и ПСТР).
2. В рамках представленного подхода выполнена оценка времени релаксации степени свободы, связанной с проекцией K полного момента I на ось деления. Расчеты анизотропии угловых распределений, проведенные со временем релаксации $\tau_K = (2-4) \times 10^{-21}$ с, оказались наиболее близки к экспериментальным значениям. Такое время релаксации сопоставимо со средним временем спуска делящегося составного ядра от седловой до разрывной конфигурации τ_{sd-sc} для составных ядер тяжелее ^{248}Cf , образованных в результате слияния тяжелых ионов ($\tau_{sd-sc} \sim 6 \times 10^{-21}$ с). Этот факт указывает на неприменимость обеих классических моделей переходного состояния (ПССТ и ПСТР) для таких реакций. Показано, что при переходе от трехмерной ланжевенковской динамики к одномерной извлекаемое значение τ_K увеличивается в 2-3 раза.

3. При $\tau_K = (0.01 \div 0.001) \times 10^{-21}$ с. устанавливается статистическое равновесие K -координаты на каждом шаге интегрирования уравнений Ланжевена, и как предельный случай динамического подхода к рассмотрению углового распределения в седловой и разрывной конфигурациях имеют место модели переходного состояния ПССТ и ПСТР, соответственно. Этот результат является надежной проверкой для разработанного подхода в предельных случаях.
4. Неравновесное распределение K -координаты $P(K, t_{sc})$, рассматриваемое в динамическом подходе для тяжелых делящихся ядер ближе к статистическому равновесному распределению модели ПСТР, чем к распределению в модели ПССТ. Это является следствием соотношения между полученным в динамической модели значением параметра τ_K и временем спуска с седловой точки к разрыву τ_{sd-sc} ($\tau_{sd-sc} \simeq 6 \times 10^{-21}$ с.) для этих ядер.

Личный вклад соискателя

Все результаты диссертации, перечисленные в заключении, получены лично автором. Автор принимал непосредственное участие на всех этапах научно-исследовательской работы по теме диссертации: в проведении расчетов, обработке, анализе и обсуждении полученных результатов, подготовке статей.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, четырех приложений и списка цитируемой литературы. Объем диссертации — 111 страниц, включая 13 рисунков и 1 таблицу. Список литературы содержит 137 наименований.

Краткое содержание работы

Во введении дан краткий обзор существующих подходов к рассмотрению угловых распределений.

В первой главе подробно описана модель, основанная на уравнениях Ланжевена, которая используется нами для описания эволюции коллективных координат в процессе деления составного ядра. В качестве коллективных координат в расчетах используются параметры формы $\{c, h, \alpha\}$ [12]. 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 [21] был введен новый параметр α' , который связан с α масштабным преобразованием

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

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 [3]:

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

где $\mathbf{q} = (c, h, \alpha')$ — набор коллективных координат; \mathbf{p} — сопряженные им импульсы; m_{ij} ($||m_{ij}|| = ||m_{ij}||^{-1}$) — 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 ($\theta_{ik} \theta_{kj} = T \gamma_{ij}$). Гауссова случайная

переменная $\xi_i(t)$ предполагается белым шумом со статистическими свойствами: $\langle \xi_i^{(n)} \rangle = 0$, $\langle \xi_i^{(n)} \xi_j^{(n')} \rangle = 2\delta_{ij}\delta_{nn'}$. Угловые скобки здесь и далее означают усреднение по статистическому ансамблю. 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 [13]. 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 [14, 15].

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 равный 0.01×10^{-21} с. 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 компаунд-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 [16]:

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

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.

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

$$P(\mathbf{q}_0, \mathbf{p}_0, I, t = 0) \sim \exp\left(-\frac{V(\mathbf{q}_0, I, K) + E_{\text{coll}}(\mathbf{q}_0, \mathbf{p}_0)}{T}\right) \times \delta(\mathbf{q}_0 - \mathbf{q}_{\text{gs}})\sigma(I), \quad (5)$$

где \mathbf{q}_{gs} – координаты основного (сферического) состояния составного ядра ($c = 1, \hbar = 0, \alpha' = 0$), а функция $\sigma(I)$ описывает начальное распределение составных ядер по моментам и рассчитывается в модели [3].

Во второй главе изложены статистические модели переходного состояния, а также представлена динамическая модель расчета угловых распределений осколков деления, основанная на динамическом рассмотрении эволюции дополнительной коллективной координаты, связанной с проекцией полного момента I на ось деления.

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

$$W(\theta, I, K) = (I + 1/2) \left| d_{M=0, K}^I(\theta) \right|^2, \quad (6)$$

где $d_{M=0, K}^I(\theta)$ – функция вращения Вигнера, явный вид которой можно найти в монографии [1], θ – угол между осью симметрии ядра и осью пучка налетающих ионов.

Для больших значений I справедливо выражение:

$$W(\theta, I, K) \sim \frac{I + 1/2}{\pi} [(I + 1/2)^2 \sin^2 \theta - K^2]^{1/2}. \quad (7)$$

Угловое распределение осколков деления, наблюдаемое на эксперименте, может быть получено усреднением (6) по распределениям I и K в виде

$$W(\theta) = \sum_{I=0}^{\infty} \sigma(I) \sum_{K=-I}^I P(K) W(\theta, I, K). \quad (8)$$

Из (8) 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 больцмановским фактором $\exp(-E_{\text{rot}}/T)$ [2]) соответственно в седловой точке или точке разрыва.

Таким образом, равновесное распределение по K имеет вид:

$$P_{\text{eq}}(K) = \frac{\exp(-K^2/(2K_0^2))}{\sum_{K=-I}^I \exp(-K^2/(2K_0^2))}. \quad (9)$$

Параметр K_0 определяет ширину этого распределения:

$$K_0^2 = \frac{T}{h^2} J_{\text{eff}}, \quad J_{\text{eff}} = \frac{J_{\parallel} J_{\perp}}{J_{\perp} - J_{\parallel}}, \quad (10)$$

где T – температура ядра в переходном состоянии (на поверхности гребня в модели ПССТ и на поверхности разрыва в модели ПСТР); J_{eff} – эффективный момент инерции.

Усредняя (6) и (7) по $P_{\text{eq}}(K)$, получаем выражение для углового распределения для фиксированного I и заданного K_0 :

$$W(\theta, I) = (I + 1/2) \frac{\sum_{K=-I}^I |d_{0,K}^I(\theta)| \exp(-K^2/2K_0^2)}{\sum_{K=-I}^I \exp(-K^2/2K_0^2)} \quad (11)$$

$$W(\theta, I) \simeq \sqrt{\frac{2p}{\pi}} \frac{\exp(-p \sin^2 \theta) J_0(-p \sin^2 \theta)}{\text{erf}(\sqrt{2p})}, \quad (12)$$

где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка; $p = (I + 1/2)^2 / (4K_0^2)$. Выражение (12) известно как формула Халперна-Струтинского [1, 2].

Если $p \gg 1$, то можно показать, что анизотропия углового распределения дается приближенным выражением:

$$\frac{\langle W(0^\circ) \rangle}{\langle W(90^\circ) \rangle} \simeq 1 + \frac{\langle I^2 \rangle}{4K_0^2}. \quad (13)$$

Выражение (13) наглядно и потому удобно для выявления качественных особенностей поведения анизотропии угловых распределений. Для количественного анализа используются формулы (11) и (12). Следует отметить, что оба эти выражения с хорошей точностью дают одинаковые значения вероятности $W(\theta, I)$ [30].

Динамические аспекты формирования угловых распределений могут быть «упрятаны» в характеристику, называемую временем релаксации координаты $K = \tau_K$. В работах [17, 18] было предложено рассматривать эволюцию координаты K методом Монте-Карло, где процесс деления характеризовался двумя коллективными степенями свободы: параметром удлинения ядра s и координатой K .

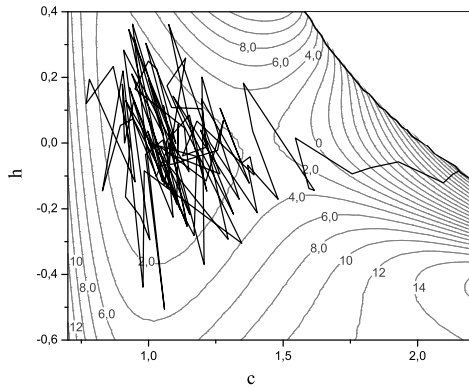


Рис. 1: Пример стохастической ланжевеновской траектории при движении составного ядра ^{248}Cf с в пространстве коллективных координат $(c, h, \alpha' = 0)$ на потенциальной поверхности. Энергия возбуждения в лабораторной системе координат равна 250 МэВ. Числа на изолиниях обозначают потенциальную энергию в МэВ. Сплошная кривая в правом углу рисунка – линия разрыва. Траектория, показанная на рисунке, представляет собой событие деления.

Что касается рассмотрения конкретных механизмов, приводящих к изменению величины K в процессе деления и позволяющих, в принципе, рассчитывать транспортные коэффициенты для K , то здесь необходимо особо отметить, что стохастическая модель tilting-моды в ядерном делении, которая была предложена в работе московской группы [17] и которая развивается в настоящей работе, является феноменологической моделью. Таким образом, в данной модели не ставится задача вычисления транспортных коэффициентов K моды, поскольку расчет транспортных коэффициентов любой из мод является одной из сложных задач ядерной динамики. Параметром, который контролирует эволюцию K моды, является время релаксации τ_K , определяющееся из сравнения результатов расчетов в данной модели с экспериментальными данными по угловым распределениям осколков деления. Теоретические оценки времени релаксации K моды, как и других вращательных мод в реакциях глубоко неупругих передач, были сделаны в работе [19], в которой были использованы идеи теории переноса нуклонов при столкновении ядер с учетом квантовых эффектов [20]. В работе [19] была получена следующая оценка времени релаксации tilting-моды, $\tau_K \sim (2 - 20) \times 10^{-21}$ с в зависимости от величины полного момента системы.

Стохастический подход к рассмотрению эволюции координаты K , предложенный в [17, 18], в настоящем исследовании обобщен на трехмерную ланжевеновскую модель деления [21, 22]. 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 [21, 22]) динамически рассчитывать угловые распределения осколков деления.

Эволюция координат формы делящегося ядра (c, h, α') описывается с помощью уравнений Ланжевена (1). Пример ланжевеновской стохастической траектории в координатах $(c, h, \alpha' = 0)$ показан на рис. 1. В качестве начального условия была выбрана

сферическая форма ядра ($c = 1, h = 0, \alpha' = 0, I = 0$). Интегрирование уравнений Ланжевена (1) проводилось до пересечения траектории с поверхностью разрыва. Траектории, пересекающие поверхность разрыва, называются траекториями деления. Вычисление наблюдаемых величин таких как средняя множественность предразрывных нейтронов $\langle n_{\text{pre}} \rangle$, анизотропия углового распределения $\langle W(0^\circ) \rangle / \langle W(90^\circ) \rangle$ проводилось моделированием ансамбля, состоящего из $(5 \times 10^4 \div 1 \times 10^5)$ ланжевенских траекторий деления и последующим статистическим усреднением по полученному ансамблю.

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 $[-I, I]$. Это обусловлено тем, что для бесспиновых ионов, участвующих в реакциях слияния, и энергий налетающих частиц, существенно превышающих барьер слияния, различные значения K должны заселяться с почти равной вероятностью, и, следовательно, распределение по K должно быть равновероятным. На каждом шаге интегрирования уравнений Ланжевена 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 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 единицу времени) системы из состояния с K в состояние с K' использовалась функция Метрополиса [29]:

$$w_{KK'} = \begin{cases} \tau_s^{-1} \exp\left(-\frac{\Delta E_{KK'}}{T}\right), & \Delta E_{KK'} > 0 \\ \tau_s^{-1}, & \Delta E_{KK'} \leq 0 \end{cases} \quad (14)$$

где

$$\Delta E_{KK'} = E_{\text{rot}}(\mathbf{q}, I, K') - E_{\text{rot}}(\mathbf{q}, I, K).$$

Фактор τ_s определяет шкалу времени процесса релаксации координаты K , моделируемого алгоритмом Метрополиса [23]. В настоящих расчетах $\tau_s = 10^{-21}$ с. При таком выборе временные шкалы процесса эволюции коллективных координат, моделируемого уравнениями Ланжевена (1), и процесса эволюции координаты K , моделируемого алгоритмом Метрополиса, совпадают. Более подробное описание и обоснование использования данного алгоритма можно найти в обзоре [24, 23].

На рис. 2 показаны примеры смоделированной эволюции координаты K во время движения делящейся системы от основного состояния до разрывной конфигурации. Как отмечалось ранее, начальное значение K выбирается равновероятным из интервала от $-I$ до I . Из рисунка видно, что изменение величины спина K существенно зависит от величины времени релаксации τ_K в сравнении с шагом интегрирования уравнений Ланжевена (1) по времени τ . Распределение по K становится "замороженным" (не изменяется установившееся до седловой конфигурации равновесное распределение) когда $\tau_K \gg \tau$. В то же время, значение K меняется практически на каждом шаге временного интегрирования τ в случае, когда τ_K приближается к τ .

Связь алгоритма Метрополиса со стохастической кинетикой можно обосновать в динамической интерпретации этого алгоритма. Известно [23], что данный алгоритм описывает марковский релаксационный процесс, определяемый неравновесной функцией распределения $P_K \equiv P(K, t)$, удовлетворяющей основному кинетическому уравнению:

$$\frac{dP_K}{dt} = -P_K(t) \sum_{K'} w_{KK'} + \sum_{K'} w_{K'K} P_{K'}(t). \quad (15)$$

Условием сходимости марковского релаксационного процесса, описываемого основным кинетическим уравнением (15), к равновесному распределению является выполнение принципа детального равновесия:

$$w_{KK'} P_{\text{eq}}(K) = w_{K'K} P_{\text{eq}}(K'). \quad (16)$$

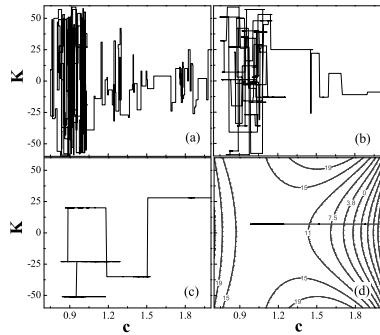


Рис. 2: Примеры траекторий эволюции координаты K , проведенные вдоль координаты удлинения c при движении составного ядра ^{248}Cf с полным угловым моментом $I = 60$ от основного состояния до разрывной конфигурации. Графики построены для различных значений времени релаксации координаты K : $\tau_K = 0.1 \times 10^{-21}$ с (а), $\tau_K = 1 \times 10^{-21}$ с (б), $\tau_K = 10 \times 10^{-21}$ с (с) и $\tau_K = 100 \times 10^{-21}$ с (д). Все представленные траектории изображены на одной и той же карте потенциальной энергии, показанной на рисунке (д). Числа на изолиниях обозначают величину потенциальной энергии в МэВ.

Вообще говоря, это условие не определяет однозначно [23] вид функции $w_{KK'}$. В обзоре [24] показано, что функция Метрополиса (14) удовлетворяет условию детального равновесия (16) и, таким образом, может быть использована в данном подходе в качестве вероятности перехода. Решая уравнение (15) с функцией Метрополиса в качестве вероятности перехода, можно описать динамическую эволюцию физической величины A_K как $\langle A_K(t) \rangle = \sum_K A_K P_K(t)$.

При некоторых условиях и приближениях (подробнее см. в [25]) основное кинетическое уравнение может быть преобразовано сначала к уравнению Фокера-Планка, а затем к редуцированному уравнению Ланжевена, которое описывает релаксационный процесс, соответствующий режиму аperiodических затуханий. Это понятно, так как (15) не содержит инерционных членов [25].

Альтернативой функции Метрополиса является функция Глаубера [23]:

$$w_{KK'} = \frac{1 - \text{th}(\Delta E_{KK'}/2T)}{2\tau_s},$$

которая также удовлетворяет условию (16). Использование функции Глаубера вместо функции Метрополиса не меняет результатов расчетов. 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 (6) по ансамблю траекторий разделившихся ядер, получим вероятность вылета осколков под определенным углом относительно оси пучка налетающих ионов:

$$\langle W(\theta) \rangle = \frac{1}{N_f} \sum_{j=1}^{N_f} (I^j + 1/2) \left| d_{0K^j}^{I^j}(\theta) \right|^2, \quad (17)$$

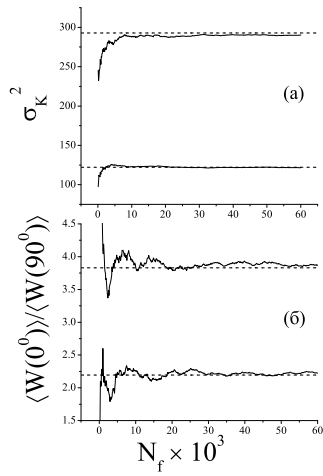


Рис. 3: Дисперсия динамического распределения по K (а) и анизотропия углового распределения (б), рассчитанные в седловой (верхняя кривая на рис. (а) и нижняя кривая на рис. (б)) и разрывной (нижняя кривая на рис. (а) и верхняя кривая на рис. (б)) конфигурациях как функция числа траекторий деления N_f . Пунктирные линии – соответствующие статистические пределы, полученные в моделях ПССТ и ПСТР.

где I^j, K^j – значения полного момента и его проекции в момент разрыва ядра для j -ой ланжевеновской 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 (17) в данном подходе использовалось для расчета анизотропии углового распределения, определяемой отношением $\langle W(0^\circ) \rangle / \langle W(90^\circ) \rangle$.

В данном подходе τ_K является свободным варьируемым параметром и не зависит как от коллективных координат, так и от теплового и вращательного возбуждений. 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 [19] было показано, что существует зависимость τ_K от эффективного момента инерции и, следовательно, от формы составного ядра. Но конкретный вид данной зависимости пока не известен, и его выяснение будет, вероятно, предметом исследований ближайшего будущего.

Для тестирования настоящей модели формирования угловых распределений был рассмотрен предельный случай, когда $\tau_K = 0.001 \times 10^{-21}$ с. В этом случае τ_K меньше шага интегрирования уравнений Ланжевена $\tau = 0.01 \times 10^{-21}$ с и, следовательно, мало по сравнению со средними временами эволюции делящейся системы от основного состояния до седловой точки и от седловой точки до точки разрыва. При таком значении τ_K координата K достигает термодинамического равновесия на каждом шаге интегрирования уравнений Ланжевена. В этом случае значения дисперсий динамического распределения по K , полученные в настоящей модели в седловой точке и точке разрыва по формуле:

$$(\sigma_K^2)_{\text{dyn}} = \langle K^2 \rangle - \langle K \rangle^2,$$

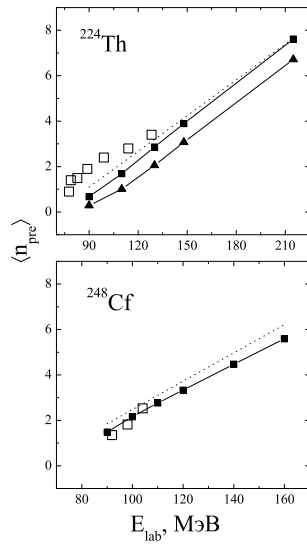


Рис. 4: Средняя множественность предразрывных нейтронов для реакций $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$. \square – экспериментальные данные [11, 27]. Точечная кривая – аппроксимация из работы [28]. Треугольники соединенные сплошной кривой – расчет в настоящей модели с $k_s = 0.25$. Квадраты, соединенные сплошной кривой – расчет в настоящей модели с $k_s = 0.5$.

должны быть близки к равновесным значениям

$$(\sigma_K^2)_{eq} = \sum_{K=-I}^I K^2 P_{eq}(K),$$

предсказываемым моделями ПССТ и ПСТР, соответственно. Таким образом, можно также предположить, что значения угловой анизотропии $\langle W(0^\circ) \rangle / \langle W(90^\circ) \rangle$, полученные в седловой и разрывной конфигурациях по формуле (17), будут близки к значениям, рассчитанным в моделях ПССТ и ПСТР по формуле (11), соответственно.

Результаты расчетов в рассмотренном предельном случае представлены на рис. 3. Расчеты проведены для реакции $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$, $E_{lab} = 148$ МэВ с $\tau_K = 0.001 \times 10^{-21}$.

Из рисунка видно, что значения дисперсий распределения по K , рассчитанные в настоящей динамической модели (в седловой и разрывной конфигурациях) и статистических моделях (ПССТ и ПСТР), находятся в хорошем согласии. В то же время, значения угловой анизотропии, полученные в динамической модели, отличаются на 0.5 % – 1 % от значений, предсказываемых статистическими моделями.

Полученные результаты указывают на то, что модель, развиваемая в данной работе, достаточно точна для вычисления угловых распределений осколков деления. Отметим также, что статистика в $(50 - 60) \times 10^3$ траекторий - это минимум, необходимый для достижения приемлемой точности расчетов. Это можно объяснить тем, что ненулевой вклад в анизотропию угловых распределений дают только траектории с $K = 0$, но число таких траекторий в общей статистике мало.

Таблица 1: Зависимость результатов расчета средней множественности предразрывных нейтронов $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и анизотропии угловых распределений осколков деления $\langle W(0^\circ) \rangle / \langle W(90^\circ) \rangle$ в зависимости от энергии налетающего иона для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$. Расчеты выполнены с двумя значениями параметра k_s .

E_{lab} , МэВ	k_s	$\langle n_{\text{pre}} \rangle$	$\langle W(0^\circ) \rangle / \langle W(90^\circ) \rangle$
90	0.25	0.3	
	0.5	0.7	
110	0.25	1	2.47
	0.5	1.7	2.48
130	0.25	2.1	
	0.5	2.9	
148	0.25	3.1	2.8
	0.5	3.9	3.02
215	0.25	6.7	2.2
	0.5	7.6	2.33

В третьей главе представлены результаты расчетов множественностей предразрывных нейтронов и анизотропии угловых распределений осколков деления.

В процессе деления из ядра испаряются легкие частицы, и среди них подавляющее большинство составляют нейтроны. Нейтроны, испаряющиеся до разделения составного ядра на осколки, оказывают значительное влияние на процесс деления. Они уменьшают энергию возбуждения делящихся ядер и их массу, тем самым значительно усложняя картину деления. С другой стороны, множественность предразрывных нейтронов является важной характеристикой, содержащей ценную информацию о протекании процесса деления. Такая характеристика как средняя множественность предразрывных нейтронов,

определяемая как $\langle n_{\text{pre}} \rangle = \sum_{j=1}^{N_f} n_{\text{pre}}^j / N_f$, (n_{pre}^j – множественность предразрывных нейтронов

для j -ой ланжевендовской траектории деления, N_f – число траекторий деления) является своеобразными «часами», измеряющими время деления.

Кроме того, множественность предразрывных нейтронов, совместно с другими наблюдаемыми, с успехом могут быть использованы для определения такой важной характеристики, как вязкость ядерного вещества.

Серьезной проверкой любого теоретического подхода является описание такой экспериментально наблюдаемой характеристики как зависимость средней предразрывной множественности нейтронов от кинетической энергии осколков деления ($\langle n_{\text{pre}}(E_K) \rangle$).

В данном подходе в процессе эволюции составного ядра от основного состояния до точки разрыва (вдоль ланжевендовской траектории) учитывалось испарение предразрывных легких частиц ($j = n, p, \alpha, \gamma$) с помощью монте-карловской процедуры [3]. Производился пересчет всех размерных факторов, кроме функционалов 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 $l_j = 1, 1, 2, 1(\hbar)$ [3]. 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» [26]. В настоящей работе коэффициент k_s рассматривался как свободный параметр, значение которого определялось из условия воспроизведения экспериментальных данных предразрывной множественности нейтронов.

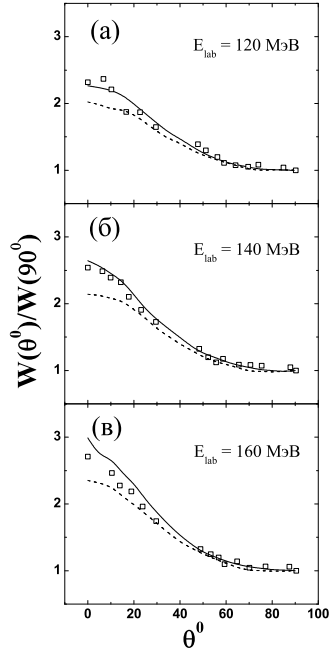


Рис. 5: Угловые распределения осколков деления для реакции $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{248}\text{Cf}$ при различных лабораторных энергиях налетающего иона. Сплошная кривая — расчет в представленной модели с параметром $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с, пунктирная кривая — $\tau_K = 8 \times 10^{-21}$ с. Квадраты — экспериментальные данные [30].

Проведены динамические расчеты средней множественности предразрывных нейтронов.

Значение параметра k_s варьировалось для воспроизведения экспериментальных данных по предразрывной множественности нейтронов для реакций: $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ [11] и $^{16}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ [27]. На рис. 4 представлены результаты расчетов средней множественности предразрывных нейтронов с двумя значениями k_s в сравнении с экспериментальными данными.

Из рис. 4 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 $k_s = 0.5$.

Зависимость результатов расчета средней множественности предразрывных нейтронов (n_{pre}) от коэффициента k_s для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ с различными энергиями

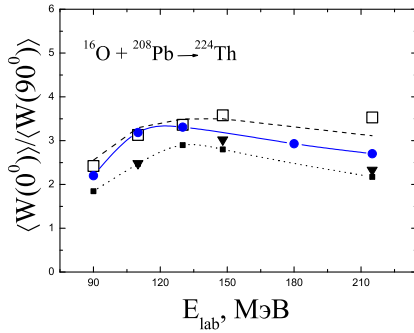


Рис. 6: Анизотропия угловых распределений осколков деления как функция энергии налетающего иона. \square – экспериментальные данные [30]. Штриховая кривая – расчет в модели ПССТ. Квадраты, соединенные точечной кривой – расчет с параметрами $k_s = 0.25$ и $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с. Перевернутые треугольники – расчет с параметрами $k_s = 0.5$ и $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с. Точки, соединенные сплошной кривой – расчет с параметрами $k_s = 0.5$ и $\tau_K = 2 \times 10^{-21}$ с.

налетающего иона представлена в Таблице 1.

В представленной модели проведены расчеты угловых распределений и анизотропии угловых распределений осколков деления возбужденных компаунд-ядер. Расчеты угловых распределений осколков деления составного ядра ^{248}Cf при трех энергиях возбуждения представлены на рис. 5. Видно, что теоретические предсказания настоящей модели для углового распределения чувствительны к величине параметра τ_K . Можно сделать вывод, что для данной реакции расчеты в представленной модели с $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с позволяют хорошо (как качественно, так и количественно) описывать экспериментальные угловые распределения осколков деления.

Чтобы выяснить зависимость результатов расчетов анизотропии от параметров k_s и τ_K для начала фиксировалось значение параметра $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с., и проводились расчеты с двумя значениями параметра k_s : $k_s = 0.5$ и $k_s = 0.25$. Результаты расчетов представлены на рис. 6. Как видно из рисунка, результаты расчетов анизотропии с фиксированным параметром τ_K и различными значениями k_s практически совпадают, и можно сделать вывод о том, что анизотропия практически не зависит от параметра k_s . Для этих же значений параметров k_s и τ_K были проведены расчеты средней множественности предразрывных нейтронов $\langle n_{pre} \rangle$, результаты которых представлены в Таблице 1. Из таблицы видно, что величина $\langle n_{pre} \rangle$ напротив имеет сильную (по сравнению с анизотропией) зависимость от параметра k_s .

Далее, чтобы выяснить зависимость получаемых значений анизотропии угловых распределений от параметра τ_K , фиксировалось значение параметра $k_s = 0.5$, и проводились расчеты с двумя значениями параметра τ_K : $\tau_K = 2 \times 10^{-21}$ с и $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с. Результаты расчетов также представлены на рис. 6. Как видно из рисунка, значения анизотропии угловых распределений, рассчитанные с $\tau_K = 2 \times 10^{-21}$ с. лежат заметно выше, чем значения, полученные с $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с. Таким образом, зависимость расчетов анизотропии в представленной модели от параметра τ_K существенна, и значение анизотропии растет с уменьшением этого параметра. Это можно объяснить тем, что при уменьшении параметра τ_K в представленной модели растет вероятность изменения K на каждом временном шаге интегрирования уравнений Ланжевена, следовательно,

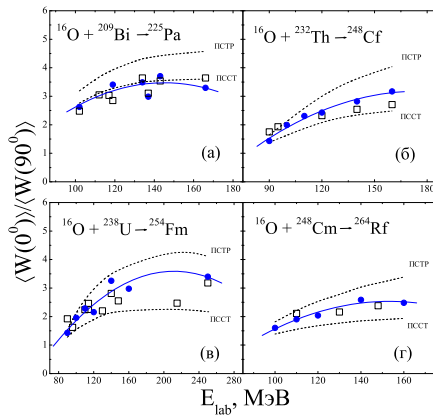


Рис. 7: Анизотропия угловых распределений осколков деления как функция энергии налетающего иона. \square – экспериментальные данные [30]. Точечные кривые – расчеты в моделях ПССТ и ПСТР. Точки – теоретические расчеты в настоящей модели с $k_s = 0.5$ и $\tau_K = 2 \times 10^{-21}$ с (а), $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с (б, в, г). Сплошная кривая – аппроксимация теоретических расчетов полиномом второго порядка.

координата K релаксирует в более вытянутой, чем седловая конфигурации, что приводит к более узкому конечному распределению по K . Расчеты в представленной модели также показали, что средняя множественность предразрывных нейтронов практически не зависит от величины параметра τ_K . Как видно из рис. 6, расчеты в представленной модели с $\tau_K = 2 \times 10^{-21}$ с хорошо описывают экспериментальные данные по анизотропии угловых распределений для данной реакции при энергиях налетающего иона до 130 МэВ. Но при более высоких энергиях представленная модель существенно недооценивает эксперимент. По всей видимости, сказывается то, что в настоящей модели время релаксации τ_K считается постоянным и не учитывается зависимость τ_K от эффективного момента инерции деформированного ядра, что является довольно грубым приближением.

В рамках представленной модели были проанализированы экспериментальные энергетические зависимости анизотропии угловых распределений осколков деления, результаты расчетов представлены на рис. 7 и рис. 8.

Для достижения лучшего описания экспериментальных энергетических зависимостей анизотропии угловых распределений в теоретических расчетах варьировалось значение τ_K . Для составных ядер ^{224}Th , ^{225}Pa и ^{229}Np оценка времени релаксации составляет $\tau_K = 2 \times 10^{-21}$ с. Для более тяжелых ^{248}Cf , ^{254}Fm , ^{264}Rf лучшее описание достигается при $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с. Также на рис. 7 и 8 показаны предсказания классических моделей ПССТ и ПСТР. Из рис. 6, 7 видно, что для ^{224}Th , ^{225}Pa и ^{229}Np ПССТ удовлетворительно 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 s , а две другие приравнять к 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 2-3 раза, приближая извлеченные нами значения τ_K к значениям, полученным в [17, 18], где была также использована одномерная ланжевеновская модель. На рис. 9 пред-

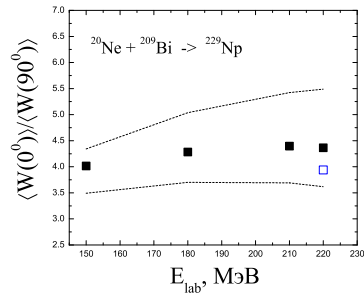


Рис. 8: Анизотропия угловых распределений осколков деления как функция энергии налетающего иона. Открытые квадраты – экспериментальные данные [30]. Точечные кривые – расчеты в моделях ПССТ и ПСТР. Закрашенные квадраты – теоретические расчеты в настоящей модели с параметрами $k_s = 0.5$ и $\tau_K = 2 \times 10^{-21}$ с.

ставлены расчеты анизотропии угловых распределений для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ при различных параметрах τ_K , проведенные в одномерной и трехмерной ланжевеноской динамике. Из рисунка видно, что расчеты в трехмерной модели с параметром $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с и в одномерной модели с параметром $\tau_K = 10 \times 10^{-21}$ с дают близкие значения предсказываемой анизотропии угловых распределений.

На рис. 10 явным образом сравниваются неравновесное распределение $P(K, t_{sc})$ в точке разрыва ядра на осколки, полученное в нашей работе с $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с (гистограмма) для реакции $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{254}\text{Fm}$ при энергии налетающего иона $E_{\text{lab}} = 250$ МэВ со статистическими равновесными распределениями $P(K)$, полученными в моделях ПССТ (пунктирная кривая) и ПСТР (сплошная кривая). Из рисунка видно, что рассчитанное динамическое распределение $P(K, t_{sc})$ значительно ближе к статистически равновесному распределению, полученному в модели ПСТР, чем к распределению в модели ПССТ. Это можно объяснить тем, что τ_K , полученное в нашей работе, сравнимо с временем спуска с седла к разрыву (для ядер тяжелее ^{248}Cf это время $\sim 6 \times 10^{-21}$ с, а для более легких ядер ^{224}Th и ^{225}Ra оно $\sim 2 \times 10^{-21}$ с). Этот факт указывает, что распределение по K изменяется при спуске с седла к разрыву, а с другой стороны модель ПСТР также неприменима, поскольку $\tau_K = (2 - 4) \times 10^{-21}$ с значительно отличается от $\tau_K = 0.01 \times 10^{-21}$ с, при котором устанавливается статистическое равновесие для распределения по K на каждом шаге интегрирования уравнений Ланжевена (см. обсуждение выше). Особо отметим, что при расчете равновесных распределений $P(K)$ по формулам (9) и (10) температура и эффективный момент инерции в переходных состояниях в седловых и разрывных конфигурациях определялись как средние $\langle T \rangle$ и $\langle J_{\text{eff}} \rangle$ по ансамблю ланжевеноских траекторий, а эти конфигурации определялись пересечениями ланжевеноских траекторий с поверхностями гребня и разрыва, соответственно.

Основные результаты и выводы

Основные результаты диссертационной работы заключаются в следующем.

1. Динамический подход к рассмотрению формирования угловых распределений на основе одномерной ланжевеноской модели, предложенный в работах [17, 18], в настоящей диссертационной работе обобщен на случай трехмерной ланжевеноской модели. Этот подход позволяет учитывать стохастическую природу процесса формирования угловых распределений.
2. Для реакций слияния-деления тяжелых ионов данный подход позволяет лучше описывать экспериментальные значения анизотропии угловых распределений, чем

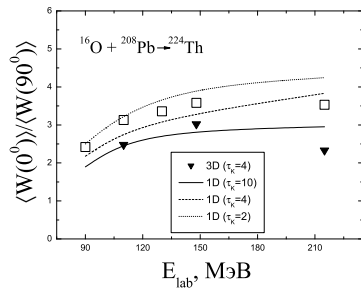


Рис. 9: Сравнение расчетов угловой анизотропии, полученной в одномерной (сплошная, пунктирная и точечная кривые) и трехмерной (треугольники) моделях при различных параметрах τ_K для реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$.

статистические модели переходного состояния (ПССТ и ПСТР).

3. 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 $\tau_K = (2 - 4) \times 10^{-21}$ с, оказались наиболее близки к экспериментальным значениям. Такое время релаксации сопоставимо со средним временем спуска делящейся ядерной системы от седловой до разрывной конфигурации ($\sim 6 \times 10^{-21}$ с), что указывает на неприменимость обеих классических моделей переходного состояния (ПССТ и ПСТР) для таких реакций. Показано, что при переходе от трехмерной ланжевеновской динамики к одномерной извлекаемое значение τ_K увеличивается в 2-3 раза.
4. Создан комплекс программ для анализа экспериментальных данных по множественности предразрывных легких частиц и угловых распределений осколков деления.

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.

Апробация работы

Результаты, представленные в диссертации, докладывались на VI международной конференции "Ядерная и радиационная физика" в г. Алматы, Казахстан, июнь 2007 года, на научных семинарах кафедр теоретической и экспериментальной физики физического факультета ОмГУ им. Достоевского и опубликованы в 5 печатных работах.

Список цитируемой литературы

- [1] R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, "Nuclear Fission."// New York, Academic Press, 1973, 422 p.

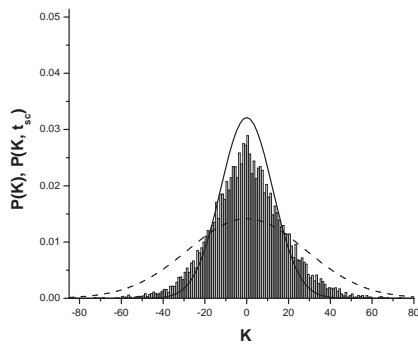


Рис. 10: Сравнение неравновесного распределения $P(K, t_{sc})$ в точке разрыва ядра на осколки, полученного в стохастической модели с $\tau_K = 4 \times 10^{-21}$ с (гистограмма) со статистическими равновесными распределениями $P(K)$, полученными в моделях ПССТ (штриховая кривая) и ПСТР (сплошная кривая).

- [2] L. Halpern and V. M. Strutinsky, "Angular distributions in particle-induced fission at medium energies."// in Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, Switzerland, 1957 (United Nations, Geneva, Switzerland, 1958), P. 408-418.
- [3] P. Fröbrich and I. I. Gontchar, "Langevin description of fusion, deepinelastic collisions and heavy-ion-induced fission."// Phys. Rev., 1998, V. 292, P. 131-237.
- [4] Дж. О. Ньютон, "Деление ядер под действием тяжелых ионов."// ЭЧАЯ, 1990, Т. 21, С. 821-913.
- [5] L. C. Vaz and J. M. Alexander, "Raassessment of fission fragment angular distributions from continuum states in the context of transition-state theory."// Phys. Rev., 1983, V. 97, P. 1-30.
- [6] P. D. Bond, "Reexamination of fission fragment angular distributions and the fission process: Formalism."// Phys. Rev., V. C32, P. 471-482; Phys. Rev., V. C32, P. 483-487.
- [7] H. H. Rossner, J. R. Huizenga and W. U. Schröder, "Fission fragments angular distributions". // Phys. Rev., 1986, V. 33, P. 560-575.
- [8] P. Fröbrich and H. Rossner, "Influence of pre-saddle neutrons on the fission fragment angular distribution."// Z. Phys., 1994, V. A349, P. 99-100.
- [9] В. А. Дроздов, Д. О. Еременко, С. Ю. Платонов, О. В. Фотина, О. А. Юминов, "Динамическая модель процесса формирования угловых распределений осколков деления."// ЯФ, 2001, Т. 64, С. 221-228.
- [10] S. Kailas, "Heavy-ion induced fission at near-barrier energies."// Phys. Rep., 1997, V. 284, P. 381-416.
- [11] H. Rossner, D. J. Hinde, J. R. Leigh, J. P. Lestone, J. O. Newton, J. X. Wei, S. Elfström, "Influence of pre-fission particle emission on fragment angular distribution studied for $^{208}\text{Pb}(^{16}\text{O}, f)$."// Phys. Rev., 1992, C. 45, P. 719-725.
- [12] M. Brack, J. Damgaard, A. S. Jensen, H. C. Pauli, V. M. Strutinsky and C. Y. Wong, "Funny hills: The shell-correction approach to nuclear shell effects and its application to the fission process."// Rev. Mod. Phys., 1972, V. 44, P. 320-405.

- [13] А. В. Игнатюк, М. Г. Иткис, В. Н. Околович, Г. Н. Смиренкин, А. С. Тишин, "Деление доактиноидных ядер. Функция возбуждения реакции (α, f).">// ЯФ, 1975, Т. 21, С. 1185-1205.
- [14] H. J. Krappe, J. R. Nix and A. J. Sierk, "Unified nuclear potential for heavy-ion-elastic scattering, fusion, fission and ground state masses and deformations."// Phys. Rev., 1979, V. C20, P. 992-1013.
- [15] A. J. Sierk, "Macroscopic model of rotating nuclei."// Phys. Rev., 1986, V. C33, P. 2039-2053.
- [16] K. T. R. Davies and J. R. Nix, "Calculation of moments, potentials, and energies for an arbitrarily shaped diffuse-surface nuclear density distribution."// Phys. Rev., 1976, V. C14, P. 1977-1994.
- [17] V. A. Drozdov, D. O. Eremenko, O. V. Fotina, *et al.*, // *Tours Symposium on Nuclear Physics V* (2003) Ed. by: M. Arnould *et al.* (Melville, New York, 2004, AIP Conference Proc. (74), p. 130
- [18] D. O. Eremenko, V. A. Drozdov, M. H. Eslamizadex, O. V. Fotina, S. Yu. Platonov, O. A. Yuminov "Stochastic Model of Tilting Mode in Nuclear Fission", // *Phys. At. Nucl.*, 2006, V.69, N.8, P.1423-1427
- [19] T. Døssing, J. Randrup, "Dynamical evolution of angular momentum in damped nuclear reactions."// *Nucl. Phys.*, 1985, V. A433, P. 215-279; P. 280-350
- [20] J. Randrup, "Theory of transfer-induced transport in nuclear collisions."// *Nucl. Phys.*, 1979, A327, P. 490-516
- [21] A. V. Karpov, P. N. Nadtochy, D. V. Vanin, and G. D. Adeev, "Three-dimensional Langevin calculations of fission fragment mass-energy distribution from excited compound nuclei."// *Phys. Rev.*, 2001, V. C63, 054610.
- [22] P. N. Nadtochy, G. D. Adeev, and A. V. Karpov, "More detailed study of fission dynamics in fusion-fission reactions within a stochastic approach."// *Phys. Rev.*, 2002, V. C65, 064615. P. 1-13
- [23] K. Binder, W. Heerman, "Monte-Carlo simulation in statistical physics"// Springer-Verlag, 1988, 139 p.
- [24] K. Binder, "Application of Monte-Karlo methods to statistical physics"// *Rep. Prog. Phys.*, 1997, V. 60, P. 487
- [25] H. A. Weindenmuller, "Transport Theories of Heavy Ion Reaction."// *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 1980, 3, P.49-126
- [26] J. R. Nix and A. J. Sierk, "Mechanism of nuclear dissipation in fission and heavy-ion reactions."// in *Proceedings of the International School-Seminar on Heavy Ion Physics*, September 1986, Dubna, USSR, edited by M. I. Zarubina and E. V. Ivashkevich (JINR, Dubna, 1987), P. 453-464; in *Proceedings of the 6th Adriatic Conference on Nuclear Physics: Frontiers of Heavy Ion Physics*, Dubrovnik, Yugoslavia, 1987, edited by N. Cindro *et al.* (World Scientific, Singapore, 1990), P. 333.
- [27] A. Saxena, A. Chatterjee, R. K. Choudhury, S. S. Kapoor, D. M. Nadkarni, "Entrance channel effects in the fusion-fission time scales from studies of pre-scission neutron multiplicities."// *Phys. Rev.*, 1994, C. C49, P. 932-940.
- [28] М. Г. Иткис, А. Я. Русанов, "Деление нагретых ядер в реакциях с тяжелыми ионами: статические и динамические аспекты."// ЭЧАЯ, 1998, Т. 29, С. 389-488.
- [29] N. Metropolis, A. Rosenbluth, M. Rosenbluth, A. Teller, E. Teller, "Equation of state calculations by fast computing machines."// *J. Chem. Phys.*, 1953, 21, P.1087-1092
- [30] B. B. Back, R. R. Betts, J. E. Gindler, B. D. Wilkins, S. Saini, M. B. Tsang, C. K. Gelbke, W. G. Lynch, M. A. McMahan and P. A. Baisden, "Angular distributions in heavy-ion-induced fission."// *Phys. Rev.*, 1985, V. C32, P. 195-213.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. A. V. Karpov, R. M. Hiryanov, A. V. Sagdeev, G. D. Adeev, "Dynamical treatment of fission fragment angular distribution."// Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2007, V. 34, P. 255–269.
2. Р. М. Хирьянов, А. В. Карпов, Г. Д. Адеев, "Стохастическая модель формирования угловых распределений осколков деления возбужденных компаунд-ядер."// Ядерная Физика, 2008, Т. 71, № 8, С. 1389–1400.
3. Р. М. Хирьянов, А. В. Сагдеев, Г. Д. Адеев, А. В. Карпов, "Применение методов Монте-Карло к расчету угловых распределений осколков деления возбужденных компаунд-ядер."//Вестник Омского Университета, 2008, № 2, С. 21–28.
4. Р. М. Хирьянов, А. В. Карпов, Г. Д. Адеев, "Стохастический подход к рассмотрению формирования угловых распределений осколков деления возбужденных компаунд-ядер."// Препринт ОИЯИ, Дубна, 2007, Р7-2007-78, 15 с.
5. А. В. Сагдеев, Р. М. Хирьянов, "Стохастический подход к расчету угловых распределений осколков деления возбужденных компаунд-ядер."//Вестник Омского Университета, 2004, № 4, С. 31–33.
6. Р. М. Хирьянов, А. В. Карпов, Г. Д. Адеев, "Стохастическая модель формирования угловых распределений осколков деления."// Сборник тезисов 6-ой международной конференции "ЯДЕРНАЯ И РАДИАЦИОННАЯ ФИЗИКА"(4-7 июня 2007 года), Казахстан, Алматы, ИЯФ НЯЦ РК, С. 138–139.