

РЯБОВ Евгений Геннадьевич

ТЕМПЕРАТУРНО-ЗАВИСИМАЯ МОДЕЛЬ ЖИДКОЙ КАПЛИ И
ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ В ТЕОРИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДРА

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск — 2006

Работа выполнена на кафедре теоретической физики Омского
государственного университета имени Ф.М. Достоевского.

Научный руководитель: доктор физико–математических наук,
профессор, заслуженный деятель науки
Российской Федерации Г. Д. Адеев.

Официальные оппоненты: доктор физико–математических наук,
профессор Трясучев Владимир Андреевич;
кандидат физико–математических наук,
доцент Литневский Леонид Аркадьевич

Ведущая организация: Научно–исследовательский институт
ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного
университета им. М. В. Ломоносова

Защита состоится 26 июня 2006 года в 15⁰⁰ часов на заседании
диссертационного совета Д212.269.05 при Томском политехническом
университете (634050, г. Томск, проспект Ленина, 2а).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Томского
политехнического университета.

Автореферат разослан “24” мая 2006 года.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико–математических наук

Кононов В. К.

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Модель жидкой капли за прошедшие десятилетия подверглась ряду модификаций и улучшений: был учтен короткодействующий характер ядерных сил и диффузность распределения ядерной материи, вращение ядра, но существенным недостатком модели жидкой капли на протяжении многих лет было отсутствие учета температуры ядерной системы. Оправданием такой ситуации может служить отсутствие обширных экспериментальных данных для нагретых ядер, привлекаемых обычно для определения параметров жидкокапельной модели. Например такие как энергии связи ядер в основном состоянии и барьеры деления, некоторые барьеры слияния, эквивалентный радиус ядра и диффузность зарядового распределения. В этом случае для определения коэффициентов модели надо полагаться на результаты микроскопических расчетов, выполненных, например, в рамках расширенного температурно-зависимого метода Томаса–Ферми. Обобщение модели вращающейся жидкой капли, учитывающей диффузность ядерной плотности (Krappe et.al., 1979; Sierk, 1986), на случай нагретых ядер было проведено Краппе (Krappe, 1999). Параметры этой модели были определены Краппе на основе расчетов, выполненных в рамках микроскопического метода Томаса–Ферми. Таким образом, обобщенная модель позволяет адекватно и согласованно учесть в макроскопическом подходе, сама применимость которого определяется возбуждением и вращением ядра, влияние и углового момента, и температуры ядра на различные характеристики ядер и на динамику деления ядра.

Деление ядра — это особый процесс, в котором происходят крупномасштабные изменения в структуре ядра. Модель жидкой капли, используя аналогию с разделением обычной капли жидкости, позволяет описать большие деформации ядра, характерные для процесса деления. Простота и наглядность такого подхода, вероятно, одна из причин, по которой МЖК так широко используется и в наши дни, а сама модель до сих пор остается объектом исследования.

В последние два десятилетия при изучении проблем ядерной динамики и, в частности, деления высоковозбужденных составных ядер, предпочтение отдается стохастическому подходу, основанному на системе многомерных уравнений Ланжевена. Они могут быть решены на основе численных методов без привлечения дополнительных аппроксимаций и приближений. Стохастический подход, основанный на системе трехмерных уравнений Ланжевена, дает возможность одновременно изучать множественность предразрывных легких частиц (нейтронов, протонов, α -частиц) и двумерное массово-энергетическое распределение осколков деления, несущее наиболее полную информацию о распределении осколков по кинетическим энергиям и массам.

Появившаяся в последние десятилетия возможность экспериментального изучения процесса деления атомных ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, стимулировала теоретические исследования процессов формирования и распада ядер с большими угловыми моментами и относительно большой энергией возбуждения. В большинстве теоретических работ при определении различных характеристик ядер не были одновременно учтены и температурные эффекты, и вращение ядра. Важность такого учета нельзя переоценить, особенно в случае реакций с тяжелыми ионами, но это, тем не менее, не уменьшает ценности ранее проведенных исследований. Обобщение модели жидкой капли с конечным радиусом действия ядерных сил на случай ненулевой температуры ядра, осуществленное Краппе, позволяет в рамках единого подхода учесть влияние обоих факторов возбуждения ядра (тепловое и вращательное возбуждения). В частности, эта новая модель позволяет определить как свободную энергию ядра, так и параметр плотности уровней для деформаций, реализующихся в процессе деления, — два важнейших параметра при ланжевенском моделировании динамики деления ядра. Таким образом, появляется возможность в рамках одного подхода согласованно учесть влияние как температуры ядра, так и его вращения на массовое и энергетическое распределение осколков деления.

Цель работы:

1. Согласованный расчет термодинамических и статистических характеристик делящихся ядер: плотности уровней, потенциальной энергии деформации, свободной энергии, энтропии. Определение статических характеристик делящихся ядер, таких как барьеры деления, конфигурации седловых точек, точек характерных неустойчивостей (точки Бусинаро-Галлоне, Z^2/A_{crit}), эффективных моментов инерции и критических угловых моментов, а также изучение влияния температуры и вращения ядра на эти характеристики.
2. Исследование согласованного применения температурно-зависимой макроскопической модели, учитывающей конечность ядерных сил, в теории деления атомного ядра. Использование изучаемой модели в рамках флуктуационно-диссипативной динамики для расчета характеристик двумерного массово-энергетического распределения осколков деления высоковозбужденных ядер.
3. Исследование влияния углового момента и температуры ядра на характеристики массового и энергетического распределений осколков деления в широком диапазоне параметра делимости. Изучение эффекта “памяти” ядра о спуске с барьера к разрыву и влияния данного эффекта на массовое распределение осколков деления.

Научная новизна результатов

1. Впервые проведено подробное изучение и апробация температурно-зависимой модели жидкой капли с конечным радиусом действия ядерных сил. Изучены статические и статистические свойства ядер в рамках изучаемой модели. Рассмотрена зависимость этих свойств как от углового момента, так и от температуры составного ядра для ядер в широком интервале параметра делимости.
2. Впервые исследовано применение температурно-зависимой МЖК в теории деления атомных ядер: модель была использована для расчета консервативной движущей силы в уравнениях Ланжевена и параметра плотности уровней. В рамках исследования были изучены двумерные массово-энергетические распределения осколков деления совместно с множествами предразрывных нейтронов и вероятностями деления.
3. В рамках трехмерных динамических ланжевенских расчетов была впервые изучена зависимость параметров массового и энергетического распределений осколков деления от углового момента и температуры составного ядра в широком диапазоне параметра делимости.
4. В рамках ланжевенской динамики впервые исследовано влияние эффекта “памяти” составной ядерной системы о предыстории своего динамического спуска с барьера к разрыву на массовое распределение осколков деления.

Практическое значение результатов

Апробированная и изученная в диссертации температурно-зависимая модель жидкой капли с учетом конечного радиуса действия ядерных сил может применяться в дальнейшем для предсказания свойств возбужденных атомных ядер. Использоваться как при статистическом, так и при динамическом моделировании распада возбужденных атомных ядер. Результаты исследований представляют интерес для научных центров по изучению ядерных реакций (Научно-исследовательский институт ядерной физики им. 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 им. 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. Адекватность описания статических и статистических свойств нагретых вращающихся ядер в рамках температурно-зависимой модели жидкой капли с конечным радиусом действия ядерных сил экспериментальным данным и результатам феноменологических подходов. Применимость модели в трехмерных динамических ланжевеновских расчетах для изучения различных характеристик деления: массово-энергетического распределения осколков деления и средней множественности предразрывных частиц.
2. Определяемый в рамках модели параметр плотности уровней ядра слабо зависит от температуры ядра. Коэффициенты аппроксимации параметра плотности уровней в рамках температурно-зависимой МЖК выражением диффузного типа $a_v = 0,0598 \text{ МэВ}^{-1}$ и $a_s = 0,1218 \text{ МэВ}^{-1}$ находятся в хорошем согласии с коэффициентами, определенными ранее Игнатьюком с сотрудниками, и заметно отличаются от часто применяемых параметров Теке-Святецки.
3. В рамках рассмотренной модели в большинстве случаев влияние углового момента на статические характеристики делящихся ядер оказывается более заметным, чем температурное, а с ростом энергии возбуждения влияние углового момента ослабевает.
4. Применение в рамках трехмерной ланжевеновской динамики выражения диффузного типа для параметра плотности уровней с широко используемыми коэффициентами Игнатьюка и согласованные динамические расчеты в рамках температурно-зависимой модели жидкой капли с конечным радиусом действия ядерных сил и приводят к одинаковым значениям наблюдаемых величин. Показано, что полученные ранее результаты, где для расчета потенциальной энергии использовалась МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил, а параметр плотности уровней вычислялся с коэффициентами Игнатьюка, не вызывают сомнений с точки зрения надежности.
5. Для легких и промежуточных делящихся ядер дисперсии массового и энергетического распределений осколков деления являются нелинейными функциями углового момента. Анализ зависимости дисперсий массового и энергетического распределений от углового момента для широкого диапазона ядер может быть дан в терминах конкуренции между делительным и нейтронным каналами распада.
6. Эффект “памяти” ядра о больших флуктуациях масс-асимметричной координаты во время спуска с барьера к разрыву имеет место и наиболее ярко выражен в случае тяжелых делящихся ядер. Однако, данный эффект не оказывает решающего влияния на исследованные зависимости дисперсий массового и энергетического распределений осколков деления от l .

Личный вклад соискателя

Все результаты диссертации, перечисленные в заключении, получены лично автором. Во всех этапах работы автор принимал активное участие: в решении поставленной задачи, разработке методов и программ для ЭВМ, анализе полученных результатов и подготовке статей. Совместно с Карповым А.В. был модифицирован разработанный ранее комплекс программ для динамического моделирования процесса распада ядра путем деления и эмиссии легких предразрывных частиц с использованием трех коллективных координат. Лично автором были разработаны программы расчета свободной энергии и параметра плотности уровней ядра в рамках температурно-зависимой модели жидкой капли с конечным радиусом действия ядерных сил, расчета статических и статистических свойств ядер в этой модели.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и одного приложения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации — 177 страниц, включая 31 рисунок и 4 таблицы. Список литературы содержит 171 наименование.

Краткое содержание работы

Во введении дан краткий обзор модели жидкой капли и рассмотрены существующие подходы к описанию процесса деления ядра. Сформулированы научная новизна и цель работы.

В первой главе изложены детали температурно-зависимой модели жидкой капли с конечным радиусом действия ядерных сил. В §1.1 обсуждается вопрос описания формы ядра. В качестве параметризации формы ядерной поверхности выбрана хорошо известная $\{c, h, \alpha\}$ параметризация. В качестве обобщенных коллективных координат $\mathbf{q}$, используемых в дальнейшем при динамическом моделировании, мы выбрали (c, h, α') . Новый параметр массовой асимметрии $\alpha' = \alpha c^3$ был введен с целью сделать более равномерной сетку по координате массовой асимметрии во всем интервале изменений двух других параметров c и h . Свободная энергия ядра как функция массового числа $A = N + Z$, нейтронного избытка приходящегося на один нуклон $I = (N - Z)/A$, температуры и коллективных координат $\mathbf{q}$, описывающих форму ядра, имеет вид

$$F(A, Z, \mathbf{q}, T, L) = -a_v(1 - k_v I^2)A + a_s(1 - k_s I^2)B_n(\mathbf{q})A^{2/3} + c_0 A^0 + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} B_c(\mathbf{q}) - a_c \frac{5}{4} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{2/3} \frac{Z^{4/3}}{A^{1/3}} + \frac{h^2 l(l+1)}{2J(\mathbf{q})}, \quad (1)$$

где a_v, a_s , и a_c — параметры объемной, поверхностной, кулоновской энергии температурно-зависимой МЖК с диффузным краем при нулевой температуре, а k_v и k_s соответствующие объемный и поверхностный параметры энергии симметрии.

Зависимость от деформации в уравнение (1) входит через функционалы $B_n(\mathbf{q})$, $B_c(\mathbf{q})$, и $J(\mathbf{q})$

$$B_n(\mathbf{q}) = \frac{1}{8\pi^2 a^4 r_0^2 A^{2/3}} \int_V \int_{V'} \left(2 - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{a} \right) \frac{\exp(-|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/a)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|/a} d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (2)$$

$$B_c(\mathbf{q}) = \frac{15}{32\pi^2 r_0^5 A^{5/3}} \int_V \int_{V'} \left[1 - \left(1 + \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{2a_d} \right) \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{a_d}\right) \right] \frac{d\mathbf{r} d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (3)$$

Легко видеть, что функционалы (2),(3) — это, фактически, функционалы ядерной и кулоновской энергии в МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил (Sierk, 1986). Последнее слагаемое в формуле (1) представляет собой вращательную энергию с зависящим от деформации твердотельным моментом инерции ядра с учетом диффузности ядерной плотности $J(\mathbf{q})$ (полный аналог вращательной энергии в МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил (Sierk, 1986)). Температурная зависимость семи коэффициентов, входящих в уравнение (1) $a_v, a_s, k_v, k_s, r_0, a$, и a_d , параметризована в форме :

$$a_i(T) = a_i(T=0)(1 - x_i T^2), \quad (4)$$

которая может считаться адекватной для $T \leq 4$ МэВ (Brack, 1985).

Значения четырнадцати параметров, использовавшиеся в настоящей работе, приведены в таблице 1. Прочие параметры формулы (1) считаются температурно-независимыми.

Если рассматривать ядро в рамках модели ферми-газа, то с помощью термодинамических соотношений, зная свободную энергию, можно получить и энтропию, и параметр плотности уровней

$$S(\mathbf{q}, T) = - \left(\frac{\partial F(\mathbf{q}, T)}{\partial T} \right)_V, \quad a(\mathbf{q}, T) = \frac{S(\mathbf{q}, T)}{2T}. \quad (5)$$

Таблица 1: Коэффициенты уравнения (1). (В первой строке приведены значения при нулевой температуре, во второй — термические коэффициенты x_i .)

	r_0	a	a_d	a_v	k_v	a_s	k_s
$a_i(0)$	1, 16	0, 68	0, 7	16, 0	1, 911	21, 13	2, 3
$10^3 x_i, \text{ МэВ}^{-2}$	-0, 736	-7.37	-7.37	-3, 22	5, 61	4, 81	-14, 79

Также в рамках модели ферми-газа справедливо соотношение

$$E_{\text{int}}(\mathbf{q}, T) = E(\mathbf{q}, T) - E(\mathbf{q}, T = 0) = a(\mathbf{q})T^2, \quad (6)$$

где $E_{\text{int}}(\mathbf{q}, T)$ и $E(\mathbf{q}, T)$ — внутренняя энергия системы и полная энергия возбуждения системы соответственно, а $a(\mathbf{q})$ — параметр плотности уровней. Из формул (5), (6), в частности, следует температурная зависимость свободной энергии

$$F(\mathbf{q}, T) = V(\mathbf{q}) - a(\mathbf{q})T^2, \quad (7)$$

где $V(\mathbf{q})$ — потенциальная энергия ядра при температуре $T = 0$ ($V(\mathbf{q}) = F(\mathbf{q}, T = 0)$), $a(\mathbf{q})$ — параметр плотности уровней возбужденного ядра. Микроскопические расчеты (Brack, 1985), проведенные в рамках расширенного температурно-зависимого метода Томаса–Ферми, показали, что уравнение (7) для свободной энергии F является достаточно точным приближением для $T \leq 4 \text{ МэВ}$.

Параметр плотности уровней a — это одна из важнейших характеристик возбужденного атомного ядра, рассматриваемого в рамках модели ферми-газа. Используя термодинамические соотношения в рамках этой модели (5),(6) и формулу (1), мы можем определить параметр плотности уровней в рамках МЖК, учитывающей конечность ядерных сил и возбуждение ядра. Неявная зависимость a от деформации ядра в этом случае задается зависимостью от коллективных координат свободной энергии F , входящей в уравнения (5),(6). Вместе с тем, зависимость параметра плотности уровней от деформации ядра часто представляется разложением диффузного(лептодермного) типа в виде (Игнатюк и др., 1975; Töke et.al., 1981)

$$a(\mathbf{q}) = a_v A + a_s A^{2/3} B_s(\mathbf{q}). \quad (8)$$

В этом уравнении A — массовое число делящегося ядра, безразмерный множитель $B_s(\mathbf{q})$ определяет площадь поверхности деформированного ядра в единицах поверхности равновеликой сферы и является функционалом поверхностной энергии МЖК с резким краем. Среди множества наборов параметров a_v и a_s для параметризации зависимости (8) наиболее часто используются два: предложенный Игнатюком с соавторами ($a_v = 0,073 \text{ МэВ}^{-1}$ и $a_s = 0,095 \text{ МэВ}^{-1}$) и рекомендованный Теке и Святецки (Töke и Swiatecki) ($a_v = 0,0685 \text{ МэВ}^{-1}$ и $a_s = 4a_v$).

На Рисунке 1 приведена зависимость от параметра формы ядра s , описывающего деформацию удлинения ядра, параметров плотности уровней, рассчитываемых по формуле (8) с параметрами Игнатюка и параметрами Теке–Святецки, и параметра плотности уровней, рассчитанного в МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил и учетом возбуждения ядра по формулам (1),(5) при двух значениях температуры ядра. Отметим, что рассчитываемый в этом подходе параметр плотности уровней ядра $a(\mathbf{q})$ слабо зависит от температуры. Такой же результат был получен ранее для сферических ядер. Поэтому мы полагаем в дальнейшем параметр плотности уровней в МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил не зависящим от температуры.

Мы аппроксимировали зависимость от деформации параметра плотности уровней в температурно-зависимой МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил часто используемым выражением (8). Чтобы получить свои коэффициенты a_v и a_s аппроксимации мы взяли 70 ядер вдоль линии бета-стабильности с зарядовым числом от $Z = 47$ до $Z = 116$. Значение коэффициента a_s определяет зависимость параметра плотности уровней от деформации и поэтому имеет важное значение для статистической

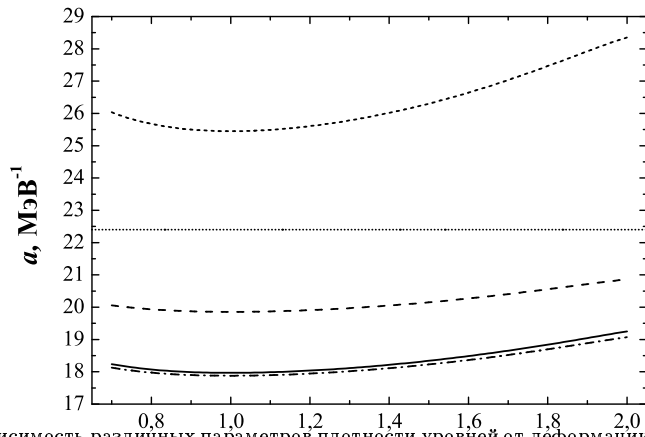


Рис. 1: Зависимость различных параметров плотности уровней от деформации для ядра ^{224}Th : МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил и учетом возбуждения ядра, (сплошная кривая — $T = 0,001$ МэВ, штрихпунктирная — $T = 4$ МэВ); коэффициенты Игнатюка — штрих; коэффициенты Теке-Святецкого — короткий штрих; $a(q) = A/10$ — точечная линия.

и динамической моделей ядерного деления. Полученное нами при аппроксимации значение этого коэффициента ($a_s = 0,1218 \text{ МэВ}^{-1}$) близко к коэффициенту Игнатюка $a_s = 0,095 \text{ МэВ}^{-1}$ и более чем в 2 раза отличается от значения, полученного Теке и Святецки $a_s = 0,274 \text{ МэВ}^{-1}$. Значение второго коэффициента a_v приблизительно одинаково во всех рассматриваемых нами аппроксимациях ($a_v = 0,0598 \text{ МэВ}^{-1}$ в рамках температурно-зависимой МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил, $a_v = 0,073 \text{ МэВ}^{-1}$ — Игнатюк с сотрудниками, $a_v = 0,0685 \text{ МэВ}^{-1}$ — Теке-Святецкий).

На рисунке 2 представлена зависимость параметра плотности уровней, рассчитываемого в разных моделях, от массового числа для основного состояния ядер вдоль линии бета-стабильности. Из рисунка хорошо видно лучшее согласие в величине параметра плотности уровней, рассчитанного с коэффициентами Игнатюка и в температурно-зависимой МЖК, со значениями, полученными в микроскопических подходах, чем с набором параметров Теке-Святецки. Кривая параметров плотности уровней, рассчитываемая с коэффициентами Игнатюка, в свою очередь, практически совпадает с линией, полученной в рамках релятивистской теории среднего поля. Так как параметры температурно-зависимой МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил были получены на основе аппроксимации результатов, полученных с использованием расширенного метода Томаса-Ферми с эффективным взаимодействием Скирма SkM^* , то соответствующие им на графике кривые совпадают.

Как уже было отмечено, параметр плотности уровней вместе с потенциальной энергией позволяет определить свободную энергию ядра (7). Поэтому очевидно, что разные значения параметра плотности уровней ($a(q)$ рассчитанный с параметрами Игнатюка и в МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил), приводят к разным значениям свободной энергии в зависимости от деформации ядра. Отметим, что зависимость свободной энергии от удлинения ядра практически одинакова как в случае согласованных расчетов (МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил), так и для несогласованных расчетов с параметром плотности уровней Игнатюка. Например для ядра ^{200}Pb разница в высоте барьеров хотя и увеличивается с ростом температуры, но не превосходит величины в $15 \div 20\%$ даже при температуре $T = 4$ МэВ. Так как при моделировании реакций слияния-деления высоковозбужденных составных ядер нужно рассчитывать значения коэффициентов уравнения Ланжевена в диапазоне температур $T = 1,5 \div 3,0$ МэВ, то разница в высоте барьеров, не должна решительным образом влиять на динамику деления в целом и на наблюдаемые процессы деления.

Вторая глава посвящена изучению статических и статистических свойств нагретых ядер в макроскопической температурно-зависимой модели, учитывающей конечно-

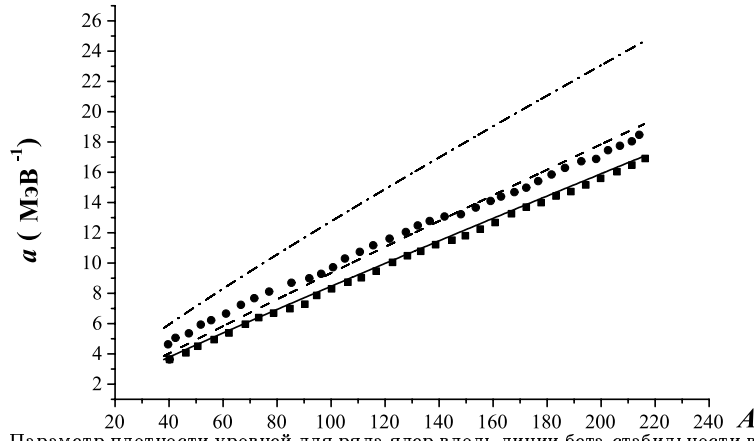


Рис. 2: Параметр плотности уровней для ряда ядер вдоль линии бета-стабильности в основном состоянии. Сплошная кривая — параметр плотности уровней в МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил, штриховая линия — параметр плотности уровней по уравнению (8) с коэффициентами Игнатьюка штрихпунктирная — то же, но с коэффициентами Теке-Святецки. Квадратами показана зависимость параметра плотности уровней от массового числа для бета-стабильных ядер, определенная в рамках расширенного метода Томаса-Ферми с эффективным взаимодействием Скирма SkM*, кругами — согласованные расчеты в рамках релятивистской теории среднего поля (Pomorska et. al., 2002).

сть радиуса действия ядерных сил. На примере расчета высоты барьеров, определения седловых конфигураций ядер и отношения a_f/a_n , продемонстрировано, что при теоретическом описании реакций слияния-деления с участием тяжелых ионов (где важнейшую роль играют перечисленные выше параметры) необходимо учитывать как влияние температуры, так и вращения формирующейся составной ядерной системы. Причем в большинстве случаев влияние углового момента оказывается более заметным, а с ростом температуры — ослабевает.

Исследуемый в настоящей работе вариант МЖК, пусть и с коэффициентами, определенными на основе микроскопических расчетов, остается по своей сути макроскопическим. Область применимости его, как и любого другого варианта модели жидкой капли, это — достаточно нагретые ядра, для которых одночастичными эффектами спаривания и оболочечными эффектами можно пренебречь. Для сверхтяжелых ядер оболочечные поправки играют существенную роль, поэтому использованная нами МЖК Краппе для этих ядер оказывается неприменимой.

Величины эффективных моментов инерции ядер в седловой точке, рассчитанные в данной работе, хорошо согласуются с экспериментальными оценками лишь для ядер $Z^2/A > 36$. Для ядер с $Z^2/A \sim 33 - 34$ к лучшему согласию приводит МЖК с резким краем. Однако извлекаемый из информации о J_{eff} параметр $(Z^2/A)_{\text{crit}}$ в рамках МЖК с резким краем оказывается равным $(Z^2/A)_{\text{crit}} \sim 50$, что заметно больше экспериментальных оценок 44,3-44,9, которые, в свою очередь, хорошо воспроизводятся температурно-зависимой МЖК с диффузным краем Краппе, использованной нами в настоящей работе.

При расчетах жесткости ядер мы уделили основное внимание оценке температурных эффектов. При увеличении температуры точка Бусинаро-Галоне, где ядро полностью теряет устойчивость к масс-асимметричной деформации в седловой точке (жесткость обращается в нуль), смещается в сторону более легких ядер на оси Z^2/A . При увеличении температуры 0 до 2 МэВ положение точки Бусинаро-Галоне на оси делимости x остается неизменным, а дальнейшее увеличение температуры приводит к увеличению $x_{\text{BG}} = \frac{(Z^2/A)_{\text{BG}}}{(Z^2/A)_{\text{crit}}}$, что связано с более быстрым уменьшением параметра $(Z^2/A)_{\text{crit}}$ с ростом температуры. Этот факт еще раз подтверждает важность согласованного применения ядерных моделей в теоретических расчетах.

В третьей главе рассматривается стохастический подход к динамике деления ядра, основанный на уравнениях Ланжевена. Эволюция коллективных степеней свободы рассматривается в стохастическом подходе как движение броуновской частицы в термостате, образованном одночастичными степенями свободы ядра. Система связанных уравнений Ланжевена в разностной форме имеет вид:

$$\begin{aligned} p_i^{(n+1)} &= p_i^{(n)} + \theta_{ij}^{(n)} \xi_j^{(n)} \sqrt{\tau} - \\ &\quad \left(\frac{1}{2} p_j^{(n)} p_k^{(n)} \left(\frac{\partial \mu_{jk}(\mathbf{q})}{\partial q_i} \right)^{(n)} - K_i^{(n)}(\mathbf{q}) + \gamma_{ij}^{(n)}(\mathbf{q}) \mu_{jk}^{(n)}(\mathbf{q}) p_k^{(n)} \right) \tau, \\ q_i^{(n+1)} &= q_i^{(n)} + \frac{1}{2} \mu_{ij}^{(n)}(\mathbf{q}) \left(p_j^{(n)} + p_j^{(n+1)} \right) \tau, \end{aligned} \quad (9)$$

где $i, j, k = 1, 2, 3$; $\mathbf{q}$ — набор коллективных координат; $\mathbf{p}$ — сопряженные им импульсы; m_{ij} ($\|\mu_{ij}\| = \|m_{ij}\|^{-1}$) — тензор инерции; γ_{ij} — тензор трения (фрикционный тензор); $K_i(\mathbf{q})$ — консервативная сила, действующая на систему; $\theta_{ij}\xi_j$ — случайная сила; ξ_i — случайная величина, обладающая следующими статистическими свойствами:

$$\left\langle \xi_i^{(n)} \right\rangle = 0, \quad \left\langle \xi_i^{(n1)} \xi_j^{(n2)} \right\rangle = 2\delta_{ij}\delta_{n_1 n_2}. \quad (10)$$

Угловые скобки в (10) означают усреднение по статистическому ансамблю, а верхний индекс n в уравнениях (9), (10) означает, что соответствующая величина вычисляется в момент времени t_n , а τ — шаг интегрирования уравнений Ланжевена по времени. По повторяющимся индексам подразумевается суммирование от 1 до 3.

Для нахождения амплитуд случайной силы θ_{ij} , входящих в систему (9), использовалась связь величин θ_{ij} с диффузионным тензором D_{ij} , а также соотношение Эйнштейна

$$D_{ij} = \theta_{ik}\theta_{kj}, \quad D_{ij} = T\gamma_{ij}. \quad (11)$$

При изучении динамики вынужденного деления мы ограничились случаем высоковозбужденных составных ядер с температурой $T > 1$ МэВ. Это позволяет пренебречь оболочечными эффектами и эффектами спаривания нуклонов при определении свободной энергии и транспортных коэффициентов, входящих в систему (9). Поскольку для нагретых систем более естественно использовать в качестве потенциала, определяющего величину консервативной силы, какой-либо термодинамический потенциал вместо потенциальной энергии, например функционал свободной энергии, то консервативная сила определялась как $K_i = -(\partial F(\mathbf{q})/\partial q_i)_T$.

Связь коллективных степеней свободы со внутренними определяется типом и величиной ядерной вязкости. Тензор трения рассчитывался в предположении двухтельного и модифицированного однопольного механизмов ядерной вязкости. При двухтельном механизме диссипация энергии происходит за счет двухчастичных соударений нуклонов, как и в обычных вязких жидкостях. Сила диссипации определяется коэффициентом двухтельной вязкости ν_0 . Для расчета инерционного и фрикционного тензоров в случае двухтельной вязкости использовался метод Вернера–Уилера безвихревого течения несжимаемой ядерной жидкости.

В ядре, в силу действия принципа Паули, длина свободного пробега нуклонов достигает размеров системы, и диссипации энергии коллективного движения за счет парного соударения нуклонов практически не происходит. Предположение о том, что ядерная вязкость имеет однопольную природу, является физически более обоснованным. Для слабдеформированных форм ядра (до момента образования шейки) процесс диссипации энергии коллективного движения во внутреннюю в случае однопольной вязкости описывался формулой «стены», редуцированной с помощью коэффициента k_s . Для форм ядра, имеющих ярко выраженную шейку, использовался модифицированный вариант однопольного механизма диссипации, так называемый «поверхностный с окном» (surface-plus-window dissipation). Расчет тензора трения для сильно деформированных форм ядра

проводился нами по формуле:

$$\begin{aligned} \gamma_{ij}^{sw} = & \frac{1}{2} \rho_m \bar{v} \left\{ \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \frac{\partial \rho}{\partial q_j} \Delta \sigma + \frac{32}{9} \frac{1}{\Delta \sigma} \frac{\partial V_1}{\partial q_i} \frac{\partial V_1}{\partial q_j} + \right. \\ & + k_s \pi \left[\int_{z_{\min}}^{z_N} \left(\frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_i} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_1}{\partial q_i} \right) \left(\frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_j} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_1}{\partial q_j} \right) \left(\rho_s^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} dz + \right. \\ & \left. \left. + \int_{z_N}^{z_{\max}} \left(\frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_i} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_2}{\partial q_i} \right) \left(\frac{\partial \rho_s^2}{\partial q_j} + \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \frac{\partial D_2}{\partial q_j} \right) \left(\rho_s^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\partial \rho_s^2}{\partial z} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} dz \right] \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\bar{v} = 3/4 v_F$ — средняя скорость нуклонов внутри ядра, v_F — скорость Ферми, $\Delta \sigma$ — площадь «окна», т. е. перемычки между двумя будущими осколками, D_1, D_2 — положения их центров масс относительно координаты центра масс всей системы, V_1 — объем одного из будущих осколков деления. Первое и второе слагаемые в (12) — формула «окна» и дополнительное слагаемое, описывающее диссипацию энергии при относительном изменении массовой асимметрии осколков. Выражение в квадратных скобках — формула «стены» отдельно для каждого из осколков, умноженная на коэффициент редукции k_s .

Начальные условия для стохастических уравнений Ланжевена (9) выбирались в основном состоянии составного ядра, распределение по импульсам предполагалось равновесным. Начальные значения импульсов и углового момента разыгрывались по методу Неймана с образующей функцией:

$$P(\mathbf{q}_0, \mathbf{p}_0, l, t = 0) \sim \exp \left\{ -\frac{F(\mathbf{q}_0, l) + E_{\text{coll}}(\mathbf{q}_0, \mathbf{p}_0)}{T} \right\} \delta(\mathbf{q} - \mathbf{q}_0) \frac{d\sigma_{\text{fus}}(l)}{dl}, \quad (13)$$

где $\mathbf{q}_0$ и $\mathbf{p}_0$ — координаты и импульсы основного состояния составного ядра, $F(\mathbf{q}, l)$ — свободная энергия ядра, зависящая от углового момента l , $E_{\text{coll}}(\mathbf{q}, \mathbf{p}) = \frac{1}{2} \mu_{ij}(\mathbf{q}) p_i p_j$ — кинетическая энергия коллективного движения ядра. Функция $d\sigma_{\text{fus}}(l)/dl$ описывает распределение компаунд-ядер по угловым моментам. Часть расчетов, в которых исследовалось влияние углового момента на наблюдаемые делительного процесса, была проведена при фиксированном угловом моменте. Фактически, это соответствует дельта-образному начальному условию $\delta(l - l_0)$, описывающему распределение формирующихся при слиянии составных ядер по угловым моментам.

Следуя предложению Струтинского, мы предполагали, что разрыв ядра на осколки происходит при равенстве радиуса шейки в форме ядра $0,3R_0$.

В §3.5 описаны детали объединения статистической и динамической ветвей расчетов. Здесь мы использовали метод, предложенный впервые в работе Мавлитова, Фребриха и Гончара (Mavlitov, et al., 1992).

Четвертая глава посвящена результатам применения температурно-зависимой модели жидкой капли с учетом конечности радиуса действия ядерных сил для расчета характеристик деления возбужденных вращающихся ядер.

Среди набора различных характеристик ядерных реакций самыми «чувствительными» к параметру плотности уровней являются средняя множественность предразрывных нейтронов $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и вероятность деления P_f .

Чтобы оценить влияние выбора параметра плотности уровней на наблюдаемые на эксперименте характеристики ядерных реакций, мы провели одномерные ланжевенские расчеты в широком диапазоне энергий возбуждения, в которых оценили среднюю множественность предразрывных нейтронов $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и вероятность деления P_f для двух хорошо изученных (теоретически и экспериментально) реакций $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Rb}$ и $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$. Результаты наших расчетов для трех параметров плотности уровней и экспериментальные данные представлены на Рисунке 3. Как видно из рисунка, значения $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и P_f , рассчитанные согласованно в рамках температурно-зависимой

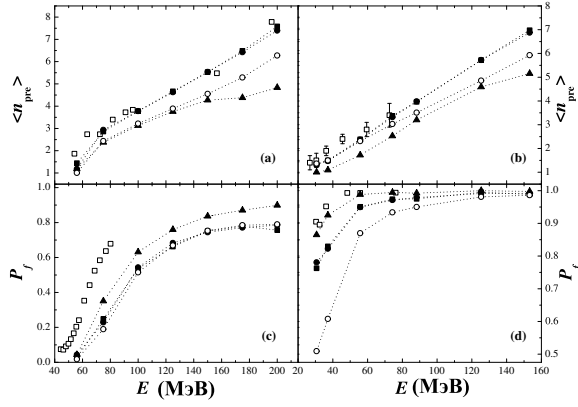


Рис. 3: Зависимость $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и P_f от энергии возбуждения составного ядра для реакции: $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Pb}$ [(a) и (c)] и $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ [(b) и (d)]. Экспериментальные значения — открытые символы. Закрашенные символы — результат теоретических расчетов: квадраты - МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил; круги - параметризация Игнатьюка; треугольники - параметризация Теке и Святецки. Открытые круги получены без учета коллективных усилений плотности уровней с использованием параметра плотности уровней с коэффициентами Игнатьюка.

МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил, практически совпадают с значениями, полученными с коэффициентами Игнатьюка, и заметно отличаются от значений, полученных с коэффициентами Теке и Святецки. Экспериментальные данные по $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ лучше воспроизводятся в расчетах с использованием параметра плотности уровней Игнатьюка, тогда как данные по P_f — с коэффициентами Теке и Святецки. Подобные результаты были получены ранее в двумерной ланжевеноской модели (Гончар 2000).

На Рисунке 3 хорошо заметно, что учет коллективных усилений плотности уровней ощутимо влияет на рассчитываемые величины $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и P_f . И лучшего согласия с экспериментальными данными для рассмотренных двух реакций удается достичь в случае учета коллективных усилений параметра плотности уровней. Такие характеристики, как средняя множественность предразрывных нейтронов и вероятность деления, часто используются в различных анализах как инструмент для получения информации, например, о величине и типе ядерной вязкости. Поэтому вопрос корректного расчета плотности уровней и, в частности, коллективных усилений этой величины и эффектов затухания усилений с ростом энергии возбуждения является очень важным.

Оценочные трехмерные ланжевеноские расчеты, проведенные нами (в которых помимо $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ и P_f мы дополнительно анализировали влияние выбора параметра плотности уровней и на $\langle E_K \rangle$, $\sigma_{E_K}^2$, σ_M^2), подтверждают наши выводы, сделанные на основе одномерных расчетов. По нашему мнению, набор коэффициентов Игнатьюка более предпочтителен, чем Теке и Святецки, потому что параметр плотности уровней, рассчитываемый с коэффициентами Игнатьюка ближе к параметру плотности уровней, определяемому в рамках температурно-зависимой МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил.

В рамках изучения влияния углового момента на параметры массово-энергетического распределения осколков деления мы моделировали процесс деления следующих составных возбужденных ядерных систем: ^{244}Cm ($E^* = 77$ МэВ, $T = 1,9$ МэВ), ^{224}Th ($E^* = 184$ МэВ, $T = 3,1$ МэВ), ^{195}Hg ($E^* = 75,7$ МэВ, $T = 2$ МэВ), ^{184}Pt ($E^* = 117,3$ МэВ, $T = 2,65$ МэВ), и ^{162}Yb ($E^* = 117,5$ МэВ, $T = 2,67$ МэВ). Начальные энергии возбуждения и температуры составных ядер указаны в скобках. Первые два составных ядра являются тяжелыми делящимися ядрами. ^{195}Hg и ^{184}Pt — средние делящиеся ядра, а ^{162}Yb — это легкое делящееся ядро.

Для того, чтобы оценить по отдельности влияние углового момента и температ-

уры составных ядер на параметры массово-энергетического распределения, мы также провели расчеты для трех составных систем ^{244}Cm , ^{184}Pt и ^{162}Yb при одинаковых исходных температурах $T_{\text{init}} = 2$ МэВ и $T_{\text{init}} = 3$ МэВ, варьируя l в том же диапазоне $l = 0 \div 70\hbar$. Было получено, что величины исследуемых в настоящей работе коэффициентов чувствительности $d\langle E_K \rangle / dl^2$, $d\sigma_{E_K}^2 / dl^2$ и $d\sigma_M^2 / dl^2$ слабо меняются при варьировании исходной температуры составных ядерных систем.

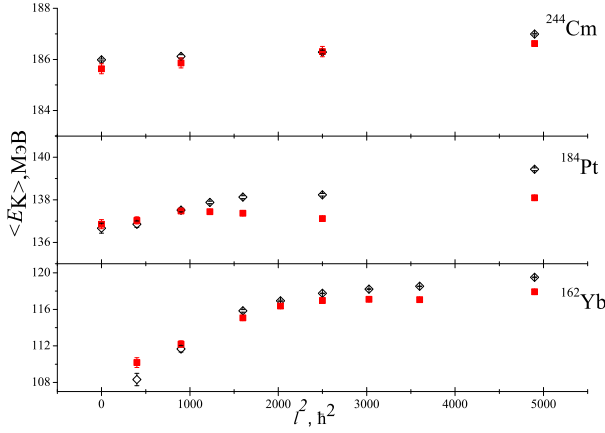


Рис. 4: Средняя кинетическая энергия для трех составных систем Cm, Pt и Yb при двух значениях исходных температур как функция углового момента. Открытыми ромбами показаны значения $\langle E_K \rangle$ при $T = 2$ МэВ, закрашенными квадратами — при $T = 3, 1$ МэВ.

На Рисунке 4 представлены результаты наших расчетов средней кинетической энергии осколков деления для трех составных систем Cm, Pt и Yb при двух значениях исходных температур. Хорошо заметна слабая зависимость рассчитанной нами $\langle E_K \rangle$ от энергии возбуждения и углового момента. Наша верхняя оценка $d\langle E_K \rangle / dl^2 \leq 0,5$ кэВ $\cdot\hbar^{-2}$ для тяжелых и средних ядер хорошо согласуется с экспериментальной (Чубарян, 1993; Иткис 1995; Иткис 1998), где она составила $d\langle E_K \rangle / dl^2 \leq 0,3$ кэВ $\cdot\hbar^{-2}$. В случае Yb, получаемое нами значение много больше — $d\langle E_K \rangle / dl^2 \simeq 13,8$ кэВ $\cdot\hbar^{-2}$, однако отметим, что в экспериментальных работах при анализе $\langle E_K \rangle$ системы легче ^{186}Pt и ^{186}Os не рассматривались. Абсолютная величина коэффициента $|d\langle E_K \rangle / dE^*|$ в наших расчетах не превысила 0,024 — наибольшего значения, полученного нами при делении ^{162}Yb при $l = 0\hbar$. Если же ограничиться тяжелыми и средними делящимися ядрами, то по абсолютной величине $|d\langle E_K \rangle / dE^*| \leq 0,017$, что тоже близко к верхней оценке данного коэффициента $d\langle E_K \rangle / dE^* = 0,01 \div 0,02$, полученной в экспериментальных работах.

На Рисунках 5 и 6 изображена зависимость дисперсий массового σ_M^2 и энергетического $\sigma_{E_K}^2$ распределений от углового момента для трех ядерных систем Cm, Pt и Yb. У обеих зависимостей общие характерные особенности, и все, отмеченное ниже для дисперсии массового распределения, относится и к дисперсии энергетического. Хорошо видно из Рисунка 5, что для ядер Pt и Yb зависимость σ_M^2 от l имеет сложный характер, а коэффициент $d\sigma_M^2 / dl^2$ даже меняет знак. Мы аппроксимировали зависимость дисперсии массового распределения от l^2 на участках монотонной зависимости линейными функциями и определили величину коэффициента $d\sigma_M^2 / dl^2$. Именно поэтому на Рисунке 5 г), где проводится сравнение с экспериментальными данными (сплошная кривая), и даны результаты теоретических расчетов группы Адеева в рамках диффузионной модели (штриховая кривая), нашим результатам по Pt, Yb и Hg (закрашенные квадраты) соответствует несколько символов.

Общий характер влияния углового момента на дисперсии массового и энергетического распределений очевиден, поэтому ниже мы рассмотрим подробно лишь зависимость σ_M^2 от l . Процесс формирования массового распределения, особенно в случае тяжелых ядер,

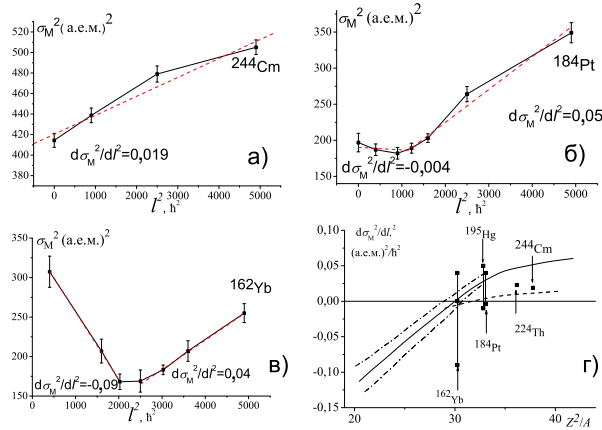


Рис. 5: а-в) зависимость дисперсии массового распределения от l^2 для ^{244}Cm , ^{184}Pt и ^{162}Yb (сплошная линия) и линейная аппроксимация зависимости (штриховая линия). Рядом указаны коэффициенты линейной аппроксимации. г) на графике отмечены итоговые результаты в виде зависимости $d\sigma_M^2/dl^2$ от Z^2/A . Закрашенные квадраты, соединенные линиями — это результаты наших расчетов. Стрелками указано, какому составному ядру соответствуют данные квадраты. Для каждого из ядер ^{162}Yb , ^{195}Hg и ^{184}Pt несколько закрашенных квадратов соответствуют нескольким значениям коэффициента $d\sigma_M^2/dl^2$. Три значения данного коэффициента для ядра ^{162}Yb и два для ^{184}Pt отражают изменения в характере зависимости σ_M^2 от l^2 . Сплошная кривая — оценка коэффициента $d\sigma_M^2/dl^2$ на основе экспериментальных данных (Иткис, 1995). Штрихпунктирные кривые показывают пределы погрешности этой оценки. Штриховая кривая — результаты теоретических расчетов группы Адеева с помощью уравнений Фоккера-Планка (Адеев, 1988).

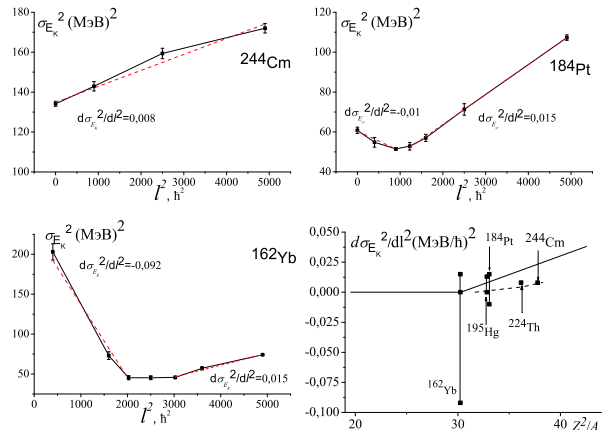


Рис. 6: Зависимость дисперсии энергетического распределения от l^2 для ^{244}Cm , ^{184}Pt и ^{162}Yb (сплошная линия) и линейная аппроксимация зависимости (штриховая линия). Рядом указаны коэффициенты линейной аппроксимации. Остальные обозначения аналогичны рисунку 5.

сложен, и немаловажную роль в нем играет так называемый "эффект памяти" о спуске ядра с седла к разрыву — эффекта "запоминания предыдущих больших флуктуаций масс-асимметричной координаты во время спуска с седла к разрыву". В работе Иткиса и Русанова (Иткис, 1995) с помощью анализа поведения жесткости ядер при варьировании углового момента объясняются результаты экспериментального анализа зависимостей σ_M^2 от l^2 . А учет "эффекта памяти" в случае тяжелых ядер позволяет объяснить положительную величину коэффициента $d\sigma_M^2/dl^2$.

Расчеты показывают, что жесткости, полученные нами для ядер вдоль средней траектории, практически неизменны при варьировании углового момента. Таким образом, в случае наших динамических расчетов, жесткость вдоль средней траектории слабо зависит от углового момента ядра, поэтому величина "усредненной" или "эффективной" жесткости на спуске также не зависит от l . Для осколков деления нагретого ядра можно оценить величину дисперсии массового распределения, имеющего гауссову форму, в рамках статистического подхода хорошо известным соотношением

$$\sigma_M^2 = A^2 T / 16 (d^2 F / d\eta^2). \quad (14)$$

Здесь η — координата массовой асимметрии согласно определению Струтинского (Струтинский, 1963). Если в соотношении (14) использовать значения величин в точке разрыва (T_{sc} и $d^2 F / d\eta_{sc}^2$), то можно определить так называемый статистический предел дисперсии массового распределения σ_{Mst}^2 . А величина отношения дисперсии, определенной нами в результате динамического моделирования σ_{Mdyn}^2 , к величине статистического предела σ_{Mst}^2 и позволяет судить о наличии "эффекта памяти" ядра о спуске. Было установлено, что соотношение $\sigma_{Mdyn}^2 / \sigma_{Mst}^2$ слабо зависит от l . Для тяжелых делящихся ядер это отношение велико и, в случае ^{244}Cm , составляет примерно 2,8. Это свидетельствует, что ядро эффективно "помнит предыдущие большие флуктуации масс-асимметричной координаты во время спуска с седла к разрыву", то есть ядро "запоминает" меньшие значения жесткости вдоль делительной траектории на спуске с седла к разрыву. Однако, как было отмечено выше, эти значения не зависят от l , поэтому отношение $\sigma_{Mdyn}^2 / \sigma_{Mst}^2$ слабо зависит от углового момента. То есть "эффект памяти" о спуске с седла к разрыву действительно имеет место и наиболее ярко выражен для тяжелых и промежуточных делящихся ядер, однако он не позволяет объяснить наблюдаемую зависимость дисперсии массового распределения от углового момента. Эффект этот имеет одинаковое действие независимо от величины углового момента составного ядра.

Итак, на первый план выходят иные характеристики, адекватный расчет которых возможен лишь при динамическом моделировании, учитывающем испарение частиц. Этот процесс приводит к изменению внутренней энергии и, следовательно, температуры ядра. Оказалось, что существует сильная корреляция между зависимостями σ_M^2 и $\langle T_{sc} \rangle$ от углового момента. В том диапазоне l , где убывает $\langle T_{sc} \rangle$, убывает и дисперсия σ_M^2 . Если $\langle T_{sc} \rangle$ практически постоянна, то слабо меняется и σ_M^2 . Росту средней температуры ядра в разрыве с увеличением l соответствует рост дисперсии массового распределения. Подобная корреляция обнаружена и между $\langle T_{sc} \rangle$ и σ_{EK}^2 . Фактически, среднюю температуру ядра в разрыве $\langle T_{sc} \rangle$ в наших расчетах определяет энергия, которую унесут испарившиеся в процессе деления предразрывные нейтроны. Чем больше нейтронов ядро успело испустить перед тем как поделиться, тем ниже будет его температура в момент распада на осколки.

Зависимость испущенных предделительных нейтронов от углового момента может быть объяснена, если мы привлечем в анализ такие величины, как барьеры деления B_f и энергии связи нейтрона B_n и их зависимость от углового момента составного ядра. Энергия связи нейтрона не зависит от углового момента. Напротив, барьер деления очень чувствителен к этой величине. Из Рисунка 7 видно, что, например, в случае ядра ^{162}Yb , можно довольно точно разделить весь диапазон исследованных угловых моментов на 3 области. Выделить область где $B_n > B_f$, B_n близко к B_f и область где $B_n < B_f$. Такие соотношения между энергией связи нейтрона B_n и барьером деления B_f определяют и соотношение между нейтронной Γ_n и делительной Γ_f ширинами для ядер, возникающих в нейтронном испарительном каскаде при делении исходного составного ядра. Для

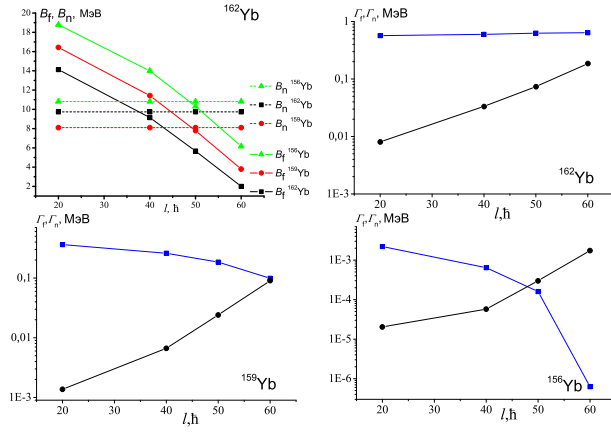


Рис. 7: Зависимость нейтронной Γ_n и делительной Γ_f ширин, барьера деления B_f (сплошные кривые) и энергии связи нейтрона B_n (штриховые линии) от углового момента составного ядра для ядер в нейтронном испарительном каскаде исходного ядра ^{162}Yb : кривые с квадратами соответствуют ядру ^{162}Yb , кривые с кругами — ^{159}Yb , с треугольниками — ^{156}Yb .

нейтронной и делительной ширин можно также разделить диапазон угловых моментов на 3 области, а границы этих областей приходятся на те же величины угловых моментов, что были определены для соотношения энергии связи нейтрона и барьера деления.

То есть, наблюдаемую в наших расчетах зависимость средней температуры в разрыве от l можно объяснить, рассмотрев процесс конкуренции между двумя каналами: нейтронным и делительным. Обнаруженную зависимость средней множественности предразрывных нейтронов можно объяснить, рассмотрев соотношение между делительной и нейтронной ширинами в зависимости от l в испарительном каскаде исходного ядра. Величина углового момента очень сильно влияет на соотношение нейтронной и делительной ширин, которое в свою очередь и задает более вероятный канал распада ядра.

Немного отличается от вышеизложенного ситуация для ^{184}Pt . В случае с ядром ^{184}Pt , область, где энергии связи нейтрона и барьер деления для ядер в нейтронном испарительном каскаде близки, и, соответственно, близки нейтронная и делительная ширины, оказывается очень широкой. При дальнейшем увеличении углового момента вероятность делительного канала все больше возрастает и мы наблюдаем ту же картину, что и в случае ядра ^{162}Yb в области больших угловых моментов. Для тяжелых ядер картина еще более проста и однозначна. В случае ядра ^{244}Cm , мы имеем во всем диапазоне угловых моментов ситуацию, аналогичную ^{162}Yb или ^{184}Pt при больших угловых моментах. Для всех ядер в нейтронном испарительном каскаде ^{244}Cm для любых l B_n больше, чем B_f . Это приводит к тому, что делительная ширина становится больше, чем нейтронная, уже после нескольких испаренных нейтронов, а делительный канал распада становится доминирующим, и ядро быстро делится.

В недавней работе Гончара с коллегами (Гончар, ЯФ, 2004) в рамках одномерного ланжевеновского подхода был проведен анализ зависимости от углового момента средней множественности предразрывных нейтронов и среднего времени деления при фиксированной энергии возбуждения для составного ядра ^{190}Pt . Детали этого анализа подобны анализу, проведенному нами. Отметим хорошее качественное согласие данных анализа Гончара с коллегами и результатов наших расчетов относительно зависимости среднего времени деления и средней множественности предразрывных нейтронов от углового момента как для ^{184}Pt , так и для ^{244}Cm .

В заключении сформулированы основные результаты работы и выводы:

1. Систематически изучена температурно-зависимая модель жидкой капли с конечным радиусом действия ядерных сил. Показана адекватность описания в

рамках изучаемой модели статических и статистических свойств нагретых вращающихся ядер экспериментальным данным и результатам феноменологических подходов. Проведены согласованные расчеты термодинамических и статистических характеристик делящихся ядер: асимптотического параметра плотности одночастичных уровней возбужденного ядра, потенциальной и свободной энергии, энтропии.

2. Установлено, что определяемый в рамках модели асимптотический параметр плотности уровней ядра слабо зависит от температуры ядра. Данный факт существенно упрощает использование температурно-зависимой макроскопической модели в многомерных ланжевеновских расчетах, так как позволяет уменьшить размерность задачи до числа коллективных переменных, описывающих форму ядра. Аппроксимация асимптотического параметра плотности уровней в рамках температурно-зависимой МЖК выражением диффузного типа показала, что коэффициенты этой аппроксимации $a_v = 0,0598 \text{ МэВ}^{-1}$ и $a_s = 0,1218 \text{ МэВ}^{-1}$ находятся в хорошем согласии с коэффициентами, определенными ранее Игнатьюком с сотрудниками, и заметно отличаются от часто применяемых параметров Теке-Святецки.
3. В рамках изученной модели были рассчитаны статические характеристики делящихся ядер, такие как барьеры деления, конфигурации седловых точек, точек характерных неустойчивостей (точка Бусинаро-Галлоне $Z^2/A_{\text{БГ}}$, критические параметры ядра Z^2/A_{crit}), эффективных моментов инерции и критических угловых моментов, а также изучено влияние температурного и вращательного возбуждений на эти характеристики. Оказалось, что в большинстве случаев влияние углового момента оказывается более заметным, чем влияние температуры, а с ростом энергии возбуждения — ослабевает. Положение точек $Z^2/A_{\text{БГ}}$ и Z^2/A_{crit} на оси параметров ядра Z^2/A находится в хорошем согласии с экспериментальными оценками, а при нулевой температуре ядра совпадает с таковыми для МЖК с диффузным краем с параметрами Сирка.
4. Согласованное применение температурно-зависимой модели жидкой капли с конечным радиусом действия ядерных сил в ланжевеновской динамике деления ядер позволило сделать важный вывод: применение выражения диффузного типа для параметра плотности уровней с широко используемыми коэффициентами Игнатьюка и согласованные расчеты в рамках МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил приводят к одинаковым значениям наблюдаемых. Поэтому все полученные ранее результаты, где для расчета потенциальной энергии использовалась МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил, а параметр плотности уровней вычислялся с коэффициентами Игнатьюка, не вызывают сомнений с точки зрения надежности.
5. Исследовано влияние углового момента и температуры ядра на характеристики массового и энергетического распределений осколков деления в широком диапазоне параметра делимости. Полученные результаты находятся в неплохом согласии с данными экспериментальных анализов, качественно воспроизводя основные особенности. Для легких и промежуточных делящихся ядер дисперсии массового и энергетического распределений осколков деления являются нелинейными функциями от углового момента. Зависимость от l дисперсий обоих распределений коррелирует с аналогичной зависимостью средней температуры ядра в точке разрыва. Проведенный анализ показал, что эта последняя зависимость определяется вариацией средней множественности предразрывных нейтронов от l . Анализ этой зависимости представлен в терминах конкуренции между делительным и нейтронным каналами распада.
6. В рамках проведенных исследований был изучен вопрос об эффекте “памяти ядра о больших флуктуациях масс-асимметричной координаты во время спуска с барьера к разрыву”. Установлено, что данный эффект имеет место и наиболее ярко выражен

в случае тяжелых делящихся ядер. Однако, этот эффект не оказывает решающего влияния на исследованные зависимости дисперсий массового и энергетического распределений осколков деления от l .

В приложении уделено внимание соотношениям, задающим свободную энергию ядра в рамках модифицированного метода Томаса-Ферми и связи этих соотношений с коэффициентами температурно-зависимой МЖК с конечным радиусом действия ядерных сил.

Апробация работы

Результаты диссертации докладывались на VIII международной конференции по ядерным столкновениям (Москва, июнь 2003), на международной конференции по экзотическим ядрам "EXON-2004" (Петергоф, июль 2004), на 5-ой международной конференции "Ядерная и радиационная физика" (Алматы, Казахстан, сентябрь 2005), на научных семинарах кафедры теоретической физики и физического факультета ОмГУ.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Рябов Е.Г., Карпов А.В., Адеев Г.Д. Исследование влияния углового момента на массово-энергетическое распределение осколков деления в ланжевеновской динамике. // Препринт ОИЯИ. Р7-2005-206. Принято к публикации в журнал "Письма в ЭЧАЯ"
2. Ryabov E.G., Karpov A.V., Adeev G.D. Influence of angular momentum on fission fragment mass distribution: interpretation within Langevin dynamics. // Nucl. Phys. 2006. V A765. P. 39-60
3. Karpov A.V., Ryabov E.G. and Adeev G.D. Mass-Energy distribution of fission fragments and nuclear viscosity. // JINR. FLNR. Scientific report 2003-2004 Heavy ion physics. Dubna. 2005. Edited by Popeko A.G. P. 72-74.
4. Karpov A.V., Nadochy P.N., Ryabov E.G., Vanin D.V. and Adeev G.D. Consistent application of the finite-range liquid-drop model to Langevin fission dynamics of hot rotating nuclei. // JINR. FLNR. Scientific report 2003-2004 Heavy ion physics. Dubna. 2005. Edited by Popeko A.G. P. 70-71.
5. Ryabov E.G., Adeev G.D. Statical and statistical properties of heated rotating nuclei in the temperature-dependent finite-range model. //in Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei(EXON-2004), Peterhof, 2004, edited by Yu. E. Penionzhkevich, E.A. Cherepanov (World Scientific, Singapore, 2005), P. 495-498
6. Рябов Е.Г. и Адеев Г.Д. Статические и статистические характеристики нагретых ядер в макроскопической температурно-зависимой модели, учитывающей конечность ядерных сил. // ЯФ. 2005. том 68. С. 1583-1598
7. Karpov A. V., Nadochy P. N., Ryabov E. G., Vanin D. V. and Adeev G. D. Level-density parameter of hot rotating fissioning nuclei within the finite-range liquid-drop model. //Nucl. Phys. 2004. Vol. 734. P. E37-40
8. Karpov A.V., Nadochy P.N., Ryabov E.G., and Adeev G.D. Consistent application of finite-range liquid-drop model to Langevin fission dynamics of hot rotating nuclei. // J. Phys. G. 2003. Vol. 29. P. 2365-2380
9. Рябов Е.Г., Адеев Г.Д., Термодинамические потенциалы делящегося ядра в макроскопической модели, учитывающей конечный радиус ядерных сил. //Вестник Омского Университета. 2003. Вып. 1. С. 27-29.
10. Карпов А.В., Рябов Е.Г. Массово-энергетические распределения осколков деления и ядерная вязкость. //Вестник Омского Университета. 2002. Вып. 2. С. 29-31

Рябов Евгений Геннадьевич

ТЕМПЕРАТУРНО-ЗАВИСИМАЯ МОДЕЛЬ ЖИДКОЙ КАПЛИ И
ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ В ТЕОРИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДРА

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Подписано в печать 22.05.2006. Формат бумаги $60 \times 80 \frac{1}{16}$.
Печ.л.1,0. Уч.-изд. л. 1,0. Тираж 100 экз. Заказ 173.

*Издательство ОмГУ
644077, г. Омск, пр. Мира 55 А, госуниверситет*