

ПОНОМАРЕНКО НАТАЛЬЯ АНАТОЛЬЕВНА

**ДИНАМИЧЕСКИЕ И СТАТИСТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ
ЗАВИСИМОСТЕЙ ВРЕМЕН ДЕЛЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ
АТОМНЫХ ЯДЕР ОТ ПАРАМЕТРОВ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА**

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск – 2007

Работа выполнена на кафедре физики и химии Омского государственного университета путей сообщения.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Гончар Игорь Иванович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Трясучев Владимир Андреевич;

кандидат физико-математических наук
Карпов Александр Владимирович

Ведущая организация:

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. Ломоносова

Защита состоится «28» мая 2007 г. в «15» часов
на заседании диссертационного совета Д 212.269.05 при Томском политехническом уни-
верситете
по адресу: 634050, г. Томск, проспект Ленина, 2а.

С диссертацией можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке Томского поли-
технического университета.

Автореферат разослан “ ___ ” _____ 2007 года.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

А. В. Кожевников

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Время протекания любого физического процесса (или время жизни любой системы в возбужденном состоянии) есть его (процесса или состояния) важнейшая характеристика. Примером являются времена релаксации. Время деления возбужденного атомного ядра не является в этом отношении исключением. За более чем полувековое существование физики деления разработаны различные экспериментальные методы измерения времен деления, обзор которых дан в [1].

Отсутствие систематических экспериментальных исследований среднего времени деления привело к тому, что полная картина оказалась довольно мозаичной и противоречивой. Заполнить пробел наших знаний о времени деления, как о важнейшей характеристике процесса деления, позволят систематические экспериментальные исследования. Попытки таких исследований были предприняты Юминовым с сотрудниками в ряде работ [2, 3, 4]. На сегодняшний день экспериментально установлена лишь зависимость времени деления от энергии возбуждения для ураноподобных ядер [4].

Хильшер, Ньютон и Хайнд с соавторами извлекли времена деления ядер с энергией возбуждения до $50 \div 200$ МэВ, полученных в реакциях с тяжелыми ионами, из средней множественности предразрывных нейтронов [5, 6]. Однако в работах Гончара с соавторами [7, 8] (см. так же вторую главу диссертации) обсуждался вопрос о том, что «характерные» или «типичные» времена, извлекаемые из $\langle n_{\text{pre}} \rangle$, не содержат информации о делении, произошедшем после эмиссии значительного количества нейтронов. Это объясняется тем, что нейтроны не несут информации о том, сколько ядро еще живет после эмиссии последнего нейтрона до деления. В этих работах был сделан вывод о том, что средние времена деления можно извлечь из предразрывных нейтронов только в отдельных случаях.

Сложность и трудоемкость проведения экспериментов в ядерной физике приводит к необходимости постоянного изучения процесса деления возбужденных ядер с помощью теоретических моделей [9, 10, 11, 12, 13]. Несмотря на мощную теоретическую базу, вопрос о зависимости среднего времени деления от параметров делящегося ядра очень слабо исследован теоретически. Насколько известно, не существует ни одной работы, где было бы проведено систематическое теоретическое исследование времени деления даже в

рамках статистической модели. В связи с этим изучение временных распределений событий деления может дать уникальную информацию о времени деления возбужденного ядра, а также о его диссипативных свойствах.

Цель работы. Цель данной диссертации состоит в том, чтобы провести систематическое теоретическое исследование среднего времени деления и установить наиболее общие закономерности его поведения в зависимости от начальных параметров делящегося ядра, а также выяснить влияние диссипации на исследуемые зависимости.

В работе поставлены следующие задачи:

1. Исследовать зависимость среднего времени деления от начального углового момента.
2. Проследить эволюцию среднего времени деления в зависимости от начального параметра делимости.
3. Исследовать зависимость среднего времени деления от начальной энергии возбуждения.

Научная новизна результатов.

1. Впервые проведено систематическое теоретическое исследование одной из важнейших характеристик процесса деления возбужденных ядер – среднего времени деления – в зависимости от начальных параметров делящегося ядра.
2. Впервые установлено, что зависимость среднего времени деления от начального углового момента при фиксированной начальной энергии возбуждения и параметре делимости может носить немонотонный характер.
3. Установлено, что конкуренция каналов распада возбужденного ядра приводит к возникновению максимума в зависимости среднего времени деления от параметра делимости при постоянной начальной энергии и угловом моменте.
4. Обнаружено, что включение шансов деления при увеличении начальной энергии возбуждения приводит к немонотонной зависимости среднего времени деления от начальной энергии возбуждения для ядер с барьером деления больше, чем энергия связи нейтрона.
5. Исследовано влияние ядерного трения на среднее время деления.
6. Впервые проведено сравнение значений ряда наблюдаемых, рассчитанных в одномерной, двух- и трехмерной моделях.

Практическое значение результатов. В работе предсказывается яркое физическое явление относительно поведения среднего времени деления возбужденных атомных ядер в зависимости от начальных параметров делящегося ядра. Результаты исследования можно рассматривать как теоретическое предсказание для дальнейших систематических экспериментальных работ по измерению времен деления возбужденных ядер. Результаты исследования представляют интерес для научных центров по изучению ядерных реакций (Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета; Лаборатория ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований; Физико-энергетический институт им. Лейпунского; Радиевый институт им. В. Г. Хлопина; Grand Accelérateur National d'Ions Lourds, Caen, France (ГАНИЛ), Department of Nuclear Physics, Research School of Physical Sciences and Engineering, Australian National University, Canberra, Australia).

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Впервые для ядер с барьером деления больше, чем энергия связи нейтрона обнаружен общий эффект немонотонного поведения среднего времени деления как функции начальных параметров делящегося ядра (начального углового момента, параметра делимости и начальной энергии возбуждения).

2. Немонотонное поведение среднего времени деления является общим статистическим эффектом (без учета трения), а учет диссипации значительно усиливает этот эффект.

3. Установлено, что причиной нетривиального поведения среднего времени деления, является сильная конкуренция между каналами распада, приводящая к возникновению долгоживущих событий деления. Конкуренция возникает при условии примерного равенства энергии связи нейтрона и высоты барьера деления в эмиссионной цепочке.

Личный вклад соискателя. В работах, выполненных в соавторстве, соискатель принимала активное участие: в проведении расчетов, обработке и анализе результатов, в подготовке статей к публикации. Совместно с Туркиным В. В. была модифицирована программа, моделирующая процесс деления возбужденных атомных ядер. Все основные результаты диссертации получены лично автором.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на 15-ом конгрессе Австралийского Института Физики «Physics and industry working together» (Сидней, июнь 2002), на 8-ой Международной конференции «Nucleus–Nucleus Collisions» (Москва,

июнь 2003), на конференции «Под знаком «Сигма» (Омск, июнь 2003), на 17-ом Международном совещании по физике деления ядер (Обнинск, октябрь 2003).

Публикации. Список публикаций по теме диссертации включает 11 работ.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения и списка использованной литературы. Общий объем диссертации составляет 170 страниц, включая рисунки и список цитируемой литературы. Диссертация содержит 49 рисунков и 11 таблиц. Список литературы включает в себя 64 наименования.

Основное содержание работы. Во **введении** дан краткий обзор экспериментальных методов по измерению среднего времени деления возбужденных ядер и сложившейся экспериментальной и теоретической ситуации. Формулируются цель исследования и основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе описывается усовершенствованная версия динамическо-статистической модели (КДСМ1), в рамках которой выполнены все расчеты. Вопрос о зависимости среднего времени деления возбужденного ядра от его параметров очень слабо исследован теоретически. Поэтому установление основных закономерностей даже с помощью одномерной комбинированной динамическо-статистической модели деления возбужденных атомных ядер здесь уже является большим шагом вперед.

В разделах 1.1.–1.7. описаны внесенные в КДСМ [10] усовершенствования, которые состоят в следующем.

Во-первых, в КДСМ добавлена опция, позволяющая проводить расчеты с помощью полных уравнений Ланжевена вместо редуцированных, которые для одной степени свободы имеют вид:

$$\begin{cases} P_{n+1} = P_n + \left(T \frac{\partial S(q)}{\partial q} \right)_n \tau - \left(\frac{\eta(q)}{M(q)} P \right)_n \tau + \frac{1}{2} \left(\frac{P^2}{M^2(q)} \frac{\partial M(q)}{\partial q} \right)_n \tau + \omega_n \sqrt{(\eta(q)T)_n} \tau, \\ q_{n+1} = q_n + \left(\frac{P}{M(q)} \right)_n \tau. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь q_n , q_{n+1} и P_n , P_{n+1} – координаты и импульсы соответственно для двух последовательных моментов времени; τ – временной шаг моделирования; ω_n – нормально распре-

деленная случайная величина с $\langle \omega \rangle = 0$ и дисперсией $\langle Vw^2 \rangle = 2$; $\eta(q)$ и $M(q)$ – фрикционный и инерционный параметры коллективного движения соответственно; S – энтропия возбужденного ядра.

Во-вторых, для расчета координатно-зависимых инерционного и фрикционного параметров использовались аппроксимационные формулы (2) и (3), которые воспроизводят результаты, приведенные на рис. 8 и 9 работы [14]:

$$M(q) = 8,56M_{\text{CN}} \left[-1 + 0,285 \exp\left(-\frac{q - q_{\text{qs}}}{0,1575}\right) + 1,153 \exp\left(-\frac{q - q_{\text{qs}}}{424}\right) \right], \quad (2)$$

$$\eta_{\text{OBD}}(q) = 0,635 \cdot \hbar \cdot A^{4/3} \left[1 + 3,37 \exp\left(-\frac{q - q_{\text{qs}}}{0,08997}\right) + 5,07 \exp\left(-\frac{q - q_{\text{qs}}}{0,3848}\right) \right], \quad (3)$$

где $q_{\text{qs}} = 0,375$ и $M_{\text{CN}} = Am_n R_0^2$. Эти формулы дают хорошее приближение для инерционного параметра, рассчитанного в модели Вернера–Уилера [15], и фрикционного параметра в модели однотельной диссипации [16].

В-третьих, в КДСМ1 добавлена опция, позволяющая использовать потенциальную энергию, соответствующую модели конечного радиуса действия ядерных сил (МКР) [17, 18, 19]. Потенциальная энергия ядра в МКР $U_{\text{МКР}}(q)$ как функция деформации при наличии жидко-капельного барьера деления $B_{f,\text{МЖК}}$ вычислялась по формуле:

$$U_{\text{МКР}}(q, L) = U_{\text{МЖК}}(q, L) \frac{B_{f,\text{МКР}}(L)}{B_{f,\text{МЖК}}(L)}, \quad (4)$$

где $B_{f,\text{МКР}}$ – это барьер деления в МКР. Для его вычисления используется аппроксимирующая программа Сирка [19]. При отсутствии барьера (в программе – при $B_{f,\text{МЖК}}(L) < 0,01$ МэВ) потенциальная энергия не пересчитывалась.

Расчеты, результаты которых представлены в диссертации, получены как в динамическом режиме, т. е. с использованием полных уравнений Ланжевена, так и в статистическом режиме, когда скорость деления рассчитывается по формуле Бора–Уилера. Все расчеты в данной работе были сделаны с зависящим от деформации параметром плотности

одночастичных уровней из работы Теке–Святецкого. Потенциальная энергия рассчитывалась согласно МКР.

В разделе 1.8. проведено сравнение систематики экспериментальных значений средней множественности предразрывных нейтронов [20] со значениями $\langle n_{\text{pre}} \rangle$, рассчитанными с помощью КДСМ1. Анализ показал, что КДСМ1, воспроизводит экспериментальные данные в отношении средней множественности предразрывных нейтронов.

Раздел 1.9. посвящен анализу наблюдаемых, полученных в одномерной и многомерных моделях. Сравнение средней множественности предразрывных нейтронов показало, что значения $\langle n_{\text{pre}} \rangle$, рассчитанные в одномерной и двухмерной [11] моделях, находятся в количественном согласии. Из сравнения значений наблюдаемых, полученных в рамках КДСМ1 и в трехмерной модели [12], можно сделать вывод, что значения средних множественностей предразрывных нейтронов, рассчитанные в этих двух моделях, находятся в количественном согласии. Согласие между средними временами деления имеется лишь для ядер с параметром делимости $Z^2 / A > 36,5$. В недавней работе [21] была получена немонотонная зависимость среднего времени деления от начального углового момента возбужденного ядра для ядер с высотой барьера деления больше, чем энергия связи нейтрона. Результаты этой работы подтверждают наши предсказания относительно поведения средних времен деления, сделанные ранее в работе [8].

Во **второй главе** получена немонотонная зависимость среднего времени деления (СВД) от начального углового момента L_{ini} на примере ядра ^{190}Pt , и дано ее качественное объяснение. Сделано теоретическое предсказание относительно поведения среднего времени по мере изменения начального углового момента для других ядер. Показано, что резонансное поведение времени деления является общим эффектом.

Исходя из общих представлений известно, что скорость деления возбужденной системы зависит от энергии возбуждения, высоты барьера деления и от вязкости ядерного вещества. Чем больше энергия возбуждения, тем быстрее распадается система и, соответственно, тем меньше время распада. Чем выше барьер деления и/или чем больше вязкость, тем скорость распада ниже и время распада больше (здесь не обсуждается режим аномально малой вязкости, когда скорость деления пропорциональна фрикционному коэффициенту). Руководствуясь этими общими представлениями, можно было бы ожи-

дать, что с увеличением углового момента СВД уменьшается вследствие понижения барьера деления B_f .

Однако, результаты расчетов, представленные на рисунке 1, не согласуются с этим ожиданием. Из рисунка видно, что $\langle t_f \rangle (L_{ini})$ для обоих режимов – статистического и динамического – ведут себя подобным образом, различаясь лишь количественно. СВД, рассчитанное динамически, превосходит статистическое на 1-2 порядка. Зависимость СВД от L_{ini} на рис. 1 оказывается немонотонной. Среднее время сначала возрастает (область **n**), достигает максимума при $L_{ini} \approx 40 \hbar$ (область **с**) и убывает (область **f**) лишь при больших угловых моментах.

Наиболее полную информацию о процессе деления несут временные распределения событий деления, показанные на рис. 2. При $L_{ini} = 40 \hbar$ (область **с**) временные распределения имеют долгоживущую компоненту деления, которая определяет среднее время деления. Это приводит к появлению максимума для $\langle t_f \rangle (L_{ini})$ на рис. 1.

В разделе 2.2. получено качественное объяснение резонансного поведения зависимости $\langle t_f \rangle (L_{ini})$ при статистическом и динамическом режимах моделирования. Проведенный анализ показал, что причиной появления долгоживущей компоненты являются события деления, происшедшие после эмиссии значительного числа нейтронов. Такие события появляются вследствие конкуренции каналов распада возбужденного атомного ядра. На рис. 3а и 3б показаны барьеры деления и энергии связи нейтронов, а также отношения Γ_f / Γ_n как функции углового момента для четырех изотопов платины, которые делятся в ходе конкуренции с эмиссией нейтронов. Расчеты сделаны в статистическом режиме. Стрелки показывают процесс эмиссии нейтронов.

Из рис. 3б видно, что на участке «с» отношение Γ_f / Γ_n для исходного изотопа ^{190}Pt близко к единице. Вместе с тем, если исходный изотоп имел угловой момент вблизи $40 \hbar$, то в результате эмиссии восьми, и даже двенадцати нейтронов отношение Γ_f / Γ_n для него практически не изменится. Это позволяет ядру поделиться с заметной вероятностью после испускания большого числа нейтронов, а, значит, и после потери большой части начальной энергии возбуждения. Поскольку одношаговое время распада возрастает экспоненциально при уменьшении энергии возбуждения, даже незначительный процент таких событий «холодного» деления сильно влияет на СВД.

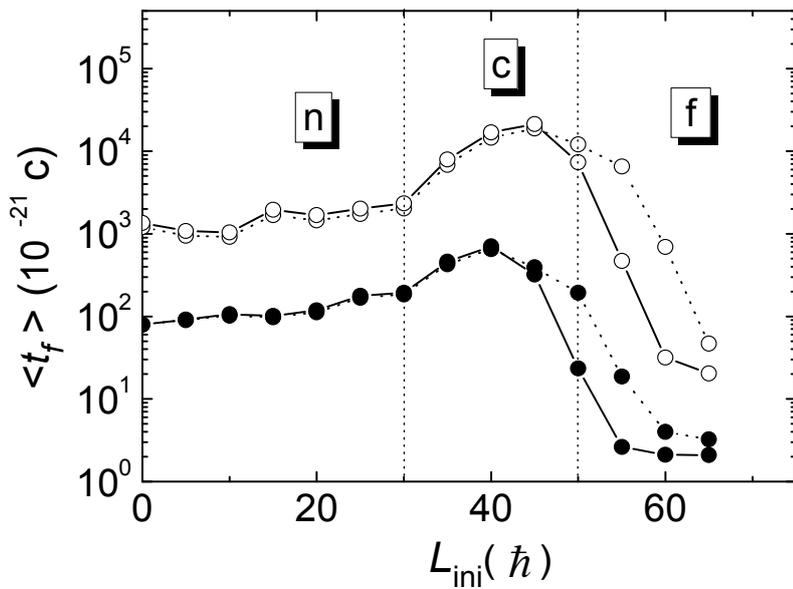


Рис 1. Среднее время деления в зависимости от углового момента для ^{190}Pt при $E_{ini}^* = 150$ МэВ. Расчеты сделаны в статистическом (зачерненные символы) и динамическом (открытые символы) режимах. Штриховые линии – СВД для всех событий деления (независимо от того, как изменился нуклонный состав в процессе эмиссии); сплошные линии – СВД для тех событий деления, зарядовое число ядра в которых не изменялось.

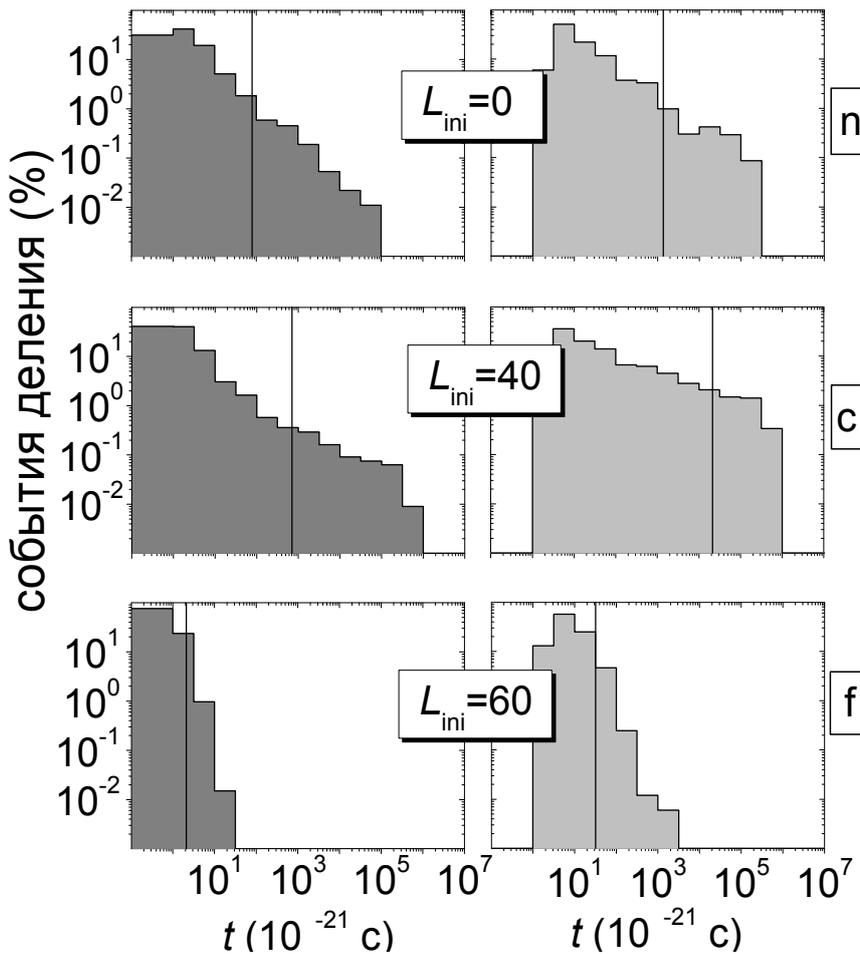


Рис. 2. Временные распределения событий деления, полученные в статистическом (левая колонка) и динамическом (правая колонка) режимах при $L_{ini} = 0, 40$ и $60 \hbar$ для ^{190}Pt при $E_{ini}^* = 150$ МэВ. Вертикальные линии показывают значения СВД.

На рисунке 3а видно, что эмиссия этих же 8 и 12 нейтронов из исходного ядра приводит к примерному равенству энергии связи нейтрона и барьера деления, т.к. разница $B_f - B_n$ становится близкой к нулю. Вследствие этого возникает сильная конкуренция между каналами распада делящегося ядра.

При $L_{ini} < 30\hbar$ (участок **н**) $\Gamma_f / \Gamma_n < 1$ эмиссия нейтронов приводит к уменьшению парциальной вероятности деления. Таким образом, на участке **н** деление происходит преимущественно с первых шансов, которые отвечают коротким временам. Разница B_f и B_n уменьшается, но остается при этом отличной от нуля даже после эмиссии 12 нейтронов. Следовательно, равенство энергии связи нейтрона и высоты барьера деления не выполняется, и конкуренция между нейтронным и делительным каналами не возникает.

Если для исходного изотопа $\Gamma_f / \Gamma_n > 1$, то эмиссия частиц приводит к резкому увеличению парциальной вероятности деления. Вследствие этого деление с высоких шансов становится невозможным, а СВД – значительно более короткими, чем в максимуме $\langle t_f \rangle (L_{ini})$ (правая часть рисунка 3б).

Резонансное значение L_{ini} для исходного ядра ^{190}Pt определяется своеобразной точкой бифуркации на диаграмме $\Gamma_f / \Gamma_n (L)$.

Учет трения приводит к усилению резонансного поведения среднего времени деления как функции начального углового момента.

Дополнительные расчеты, проделанные для ядер ^{205}Pb и ^{235}U при той же энергии возбуждения 150 МэВ, и для ^{190}Pt при других значениях E_{ini}^* , представленные в разделах 2.3.1. и 2.3.2, показали, что резонансное поведение $\langle t_f \rangle (L_{ini})$ является общим эффектом для ядер, у которых $B_f (L_{ini} = 0) > B_n$. В разделе 2.3.3. показано, что немонотонная зависимость СВД сохраняется для ядер с $B_f (L_{ini} = 0) > B_n$ полученных в реакциях полного слияния в зависимости от критического углового момента на примере реакции $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \Rightarrow ^{200}\text{Pb}$.

В разделе 2.3.4. исследуется влияние параметров модели на зависимость $\langle t_f \rangle (L_{ini})$. Такими параметрами являются потенциальная энергия, параметр плотности одночастичных уровней и коэффициент затухания. На основе результатов расчетов можно сделать

вывод о том, что при изменении параметров модели резонансное поведение среднего времени деления сохраняется.

Третья глава посвящена изучению немонотонного поведения СВД в зависимости от параметра делимости для b -стабильных ядер. Время распада возбужденного атомного ядра зависит от многих параметров, среди которых не последнюю роль играет параметр делимости. По мере его увеличения растет нестабильность ядра относительно деления. Можно было бы ожидать, что с увеличением параметра делимости СВД уменьшается вследствие понижения барьера деления B_f из-за относительного увеличения кулоновской составляющей потенциальной энергии. Однако, зависимость СВД от начального параметра делимости, представленная на рис. 4, носит резонансный характер.

Максимум в зависимости $\langle t_f \rangle (Z^2 / A)_{ini}$ появляется и в статистических, и в динамических расчетах при одном и том же значении параметра делимости $(Z^2 / A)_{ini} = 33,0$.

Анализ результатов статистических расчетов показал, что для ядер с $(Z^2 / A)_{ini} < 30,5$ (участок **n**) отношение Γ_f / Γ_n меньше единицы (см. рис. 5, он подобен рис. 3), а после эмиссии четырех нейтронов оно значительно уменьшается. Следовательно, деление с высоких шансов становится маловероятным, поскольку вероятность деления на каждом этапе каскада $P_f \approx \Gamma_f / \Gamma_n$. Поэтому деление происходит в основном с первых шансов, которые отвечают коротким временам. По мере увеличения начального параметра делимости до 33,0 отношение ширин возрастает для всех изотопов. Это приводит к тому, что вероятность деления ядер с высоких шансов увеличивается с ростом $(Z^2 / A)_{ini}$. СВД при этом монотонно возрастает (рис. 4).

При начальном параметре делимости $(Z^2 / A)_{ini} = 33,0$ (участок **с**) отношение ширин Γ_f / Γ_n в результате эмиссии восьми и двенадцати нейтронов практически не изменяется, что позволяет ядру поделиться с заметной вероятностью. После эмиссии шестнадцати нейтронов отношение Γ_f / Γ_n возрастает, открывая тем самым высокие шансы деления. Внутренняя энергия возбуждения таких ядер в момент деления заметно меньше своего начального значения, а время их деления достаточно велико.

Отношение ширин для ядер с $(Z^2 / A)_{ini} > 35,5$ (участок **f**), порядка единицы, а после эмиссии четырех и восьми нейтронов оно значительно возрастает.

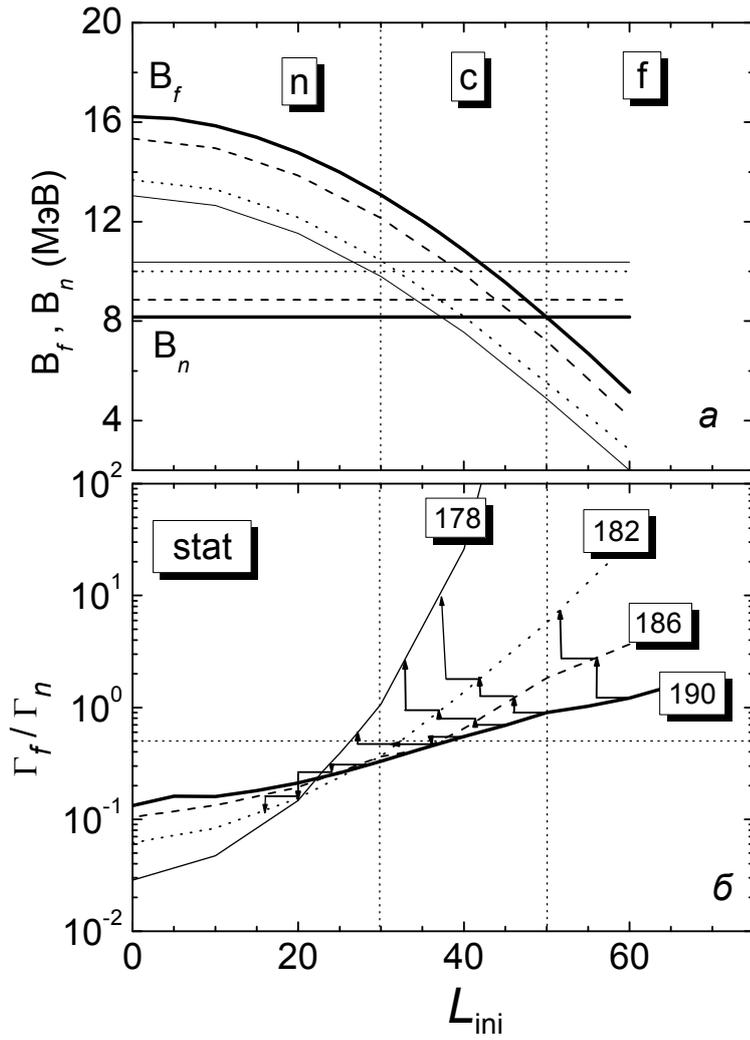


Рис. 3. Как функции углового момента показаны: (а) – энергии связи нейтрона B_n и высоты барьеров деления B_f , (б) – отношения делительных ширин Γ_f к нейтронным Γ_n для ^{190}Pt (толстая сплошная линия), ^{186}Pt (штриховая линия), ^{182}Pt (пунктирная линия) и ^{178}Pt (тонкая сплошная линия). Делительные ширины рассчитаны с помощью статистической формулы Бора–Уилера.

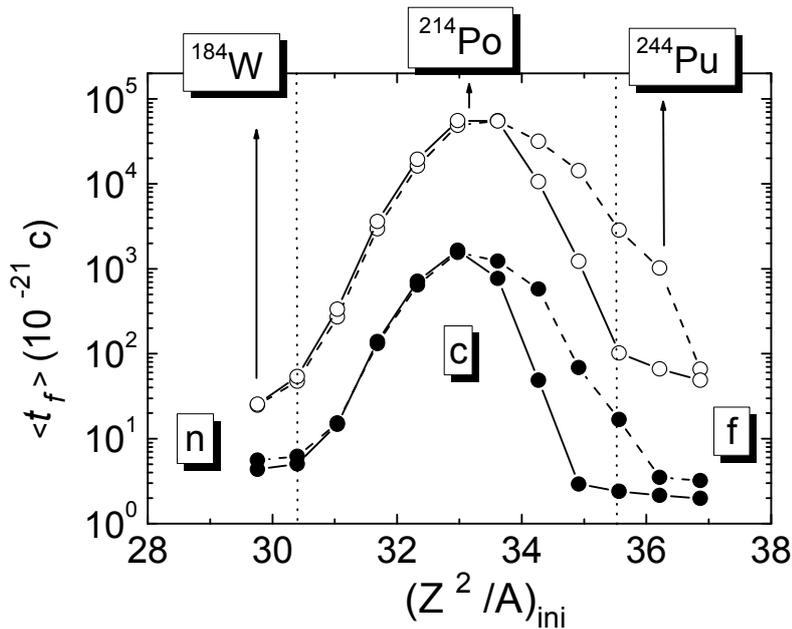


Рис. 4. Среднее время деления в зависимости от параметра делимости при начальной энергии возбуждения 200 МэВ и нулевом угловом моменте. Все обозначения как на рис.1.

Таким образом, делящиеся ядра не доживают до эмиссии значительного числа нейтронов. Это приводит к уменьшению вероятности эмиссионного деления и к коротким СВД. Резонансное поведение СВД в зависимости от начального параметра делимости обусловлено сильной конкуренцией между каналами распада возбужденного ядра. Она возникает при условии примерного равенства энергии связи нейтрона и высоты барьера деления в конце эмиссионной цепочки (рис. 5а).

Положение максимума на шкале $(Z^2 / A)_{ini}$ определяется точкой бифуркации на диаграмме $(\Gamma_f / \Gamma_n)(Z^2 / A)$.

В разделе 3.3. представлены результаты дополнительных расчетов среднего времени деления, выполненные при других значениях начальной энергии возбуждения и углового момента, которые показали, что немонотонное поведение $\langle t_f \rangle (Z^2 / A)_{ini}$ сохраняется.

Расчеты СВД как функции параметра делимости для составных ядер, полученных в реакциях полного слияния $^{19}\text{F} + X \Rightarrow Y$ при начальной энергии возбуждения 100 МэВ, показали, что максимум есть, но он выражен значительно слабее, чем при фиксированном угловом моменте. Следовательно, можно ожидать, что проследить немонотонное изменение СВД в зависимости от параметра делимости в экспериментах с реакциями слияния будет труднее, чем в экспериментах с глубоко-неупругими столкновениями.

В **четвертой** главе исследуется зависимость среднего времени деления ядер от начальной энергии возбуждения на примере ^{190}Pt с $L_{ini} = 35\hbar$. Обнаружено, что $\langle t_f \rangle (E_{ini}^*)$ для данного ядра носит немонотонный характер. Показано, что немонотонный характер данной зависимости является общим эффектом для исходных ядер, у которых барьер деления превышает энергию связи нейтрона. Установлено, что причиной немонотонного поведения $\langle t_f \rangle (E_{ini}^*)$ является конкуренция между каналами распада возбужденного ядра.

Условием возникновения конкуренции для зависимости $\langle t_f \rangle (E_{ini}^*)$ является примерное равенство высоты барьера деления и энергии связи нейтрона на одном из этапов испарительного каскада.

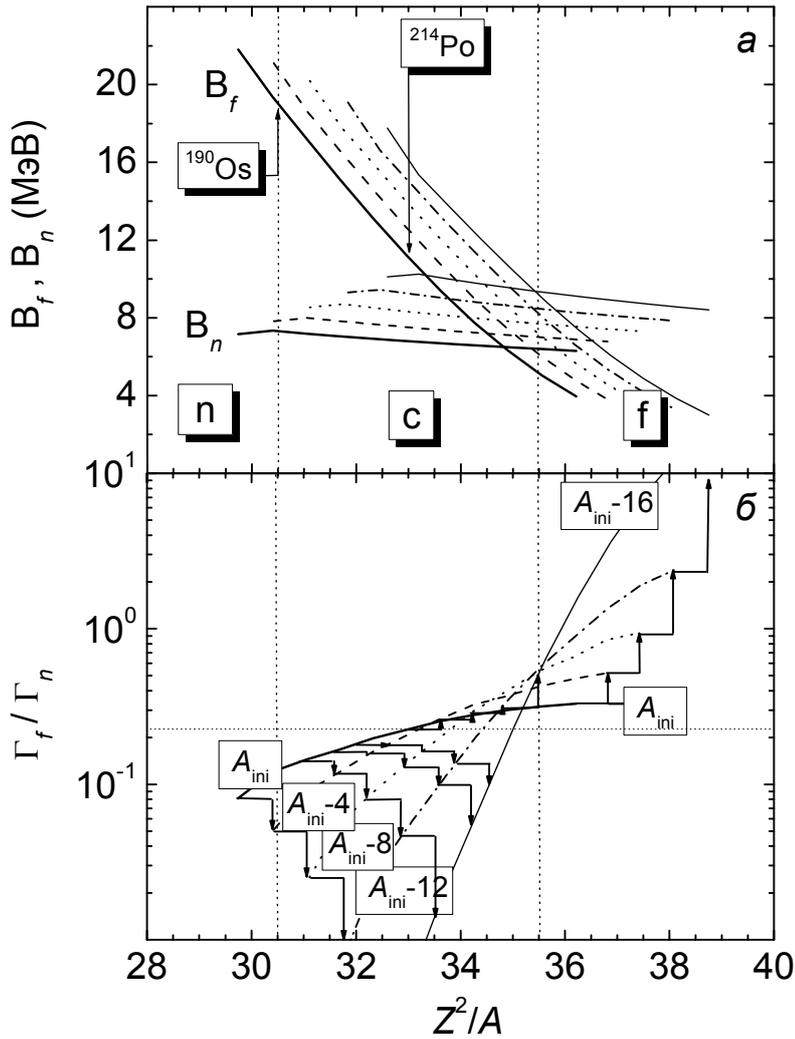


Рис. 5. Как функции Z^2/A показаны: (а) – энергии связи нейтрона B_n и высота барьера деления B_f , (б) – отношения статистических делительных ширин Γ_f к нейтронным Γ_n для ядер с A_{ini} (толстая сплошная линия), $A_{ini} - 4$ (штриховая линия), $A_{ini} - 8$ (пунктирная линия) и $A_{ini} - 12$ (штрихпунктирная линия) и $A_{ini} - 16$ (тонкая сплошная линия).

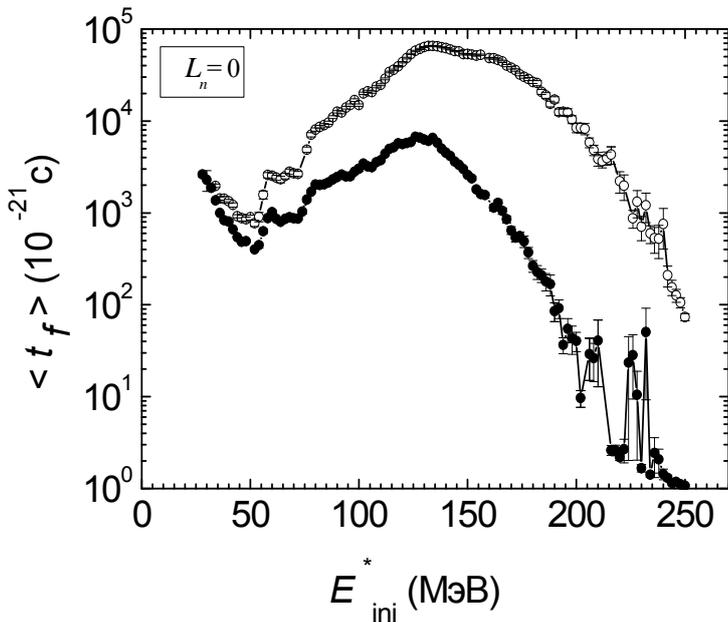


Рис. 6. Среднее время деления в зависимости от начальной энергии возбуждения E_{ini}^* для ^{190}Pt при $L_{ini} = 35 \hbar$ без четно-нечетных эффектов. Вычисления выполнены без уноса нейтронами углового момента. Расчеты сделаны в статистическом (зачерненные символы) и динамическом (открытые символы) режиме.

Известно, что чем больше энергия возбуждения, тем быстрее распадается система. Следовательно, среднее время деления с ростом энергии возбуждения должно монотонно уменьшаться.

Однако результаты, представленные на рис. 6 для ^{190}Pt с $L_{ini} = 35\hbar$, демонстрируют, что это не всегда так. Зависимость $\langle t_f \rangle (E_{ini}^*)$ имеет вид кривой с максимумом. Для объяснения механизма возникновения максимума в $\langle t_f \rangle (L_{ini})$ и $\langle t_f \rangle (Z^2/A)_{ini}$ зависимостях мы анализировали отношение делительной ширины к нейтронной для исходного ядра и изотопов, образовавшихся на каждом этапе испарительного каскада. Положение максимума на этих двух зависимостях определялось точкой бифуркации на диаграммах $(\Gamma_f/\Gamma_n) (L)$ (рис. 3) и $(\Gamma_f/\Gamma_n) (Z^2/A)$ (рис. 5). Чтобы посмотреть, есть ли такая точка бифуркации для диаграммы $(\Gamma_f/\Gamma_n) (E^*)$, обратимся к рисунку 7а. Из рисунка 7а видно, что при низких энергиях вероятность деления исходного ядра ^{190}Pt мала. Эмиссия нейтронов приводит к дальнейшему уменьшению Γ_f/Γ_n . Следовательно, эмиссионное деление становится невозможным. По мере роста начальной энергии возбуждения делительная и нейтронная ширины увеличиваются и, соответственно, их отношение тоже возрастает для всех изотопов. Это приводит к тому, что вероятность деления с высоких шансов увеличивается с ростом E_{ini}^* . Теперь становится понятно, почему СВД увеличивается на интервале энергий от 50 до 130 МэВ (рис. 6). Вследствие эмиссионного деления появляются «холодные» события деления и СВД возрастает.

Значение E_{ini}^* , при котором СВД достигает своего максимального значения, определяется точкой бифуркации на диаграмме $(\Gamma_f/\Gamma_n) (E^*)$. Из рисунка видно, что для $E_{ini}^* = 130$ МэВ Γ_f/Γ_n по мере испарения 4, 8 нейтронов практически не изменяется. Далее, после эмиссии 10 нейтронов отношение ширин, наоборот, увеличивается. Поэтому вероятность эмиссионного деления заметно возрастает. Причиной этого является конкуренция каналов распада.

Для выяснения условия конкуренции обратимся к рис. 7б и посмотрим на поведение B_f и B_n . С увеличением E_{ini}^* из исходного ядра до деления испаряется все больше нейтронов. Появляется все больше этапов в испарительном каскаде. При этом после испарения очередной частицы барьер деления и энергия связи нейтрона приближаются друг к

другу. Это приводит к тому, что на одном из этапов испарительного каскада возникает условие конкуренции – примерное равенство B_f и B_n . Видно, что примерное равенство высоты барьера деления и энергии связи нейтрона возникает как раз после эмиссии 10 нейтронов. Следовательно, для ядер с низкой начальной энергией возбуждения сильной конкуренции каналов распада возникнуть не может.

При дальнейшем увеличении начальной энергии возбуждения СВД уменьшаются. Рассмотрим, например, $E_{ini}^* = 150$ МэВ. Из рис. 7а видно, что, во-первых, Γ_f / Γ_n после эмиссии 4, 8, 10 нейтронов увеличивается, стрелки идут вверх. Вероятность деления с низких шансов при этом резко возрастает. Ядра делятся в основном, не дожив до эмиссии большого числа нейтронов. Во-вторых, если часть ядер и делится после потери 10 нейтронов, то энергия, при которой это произойдет, больше, чем оставшаяся энергия после эмиссии того же числа нейтронов при $E_{ini}^* = 130$ МэВ. Стрелки, начинающиеся на кривой для ^{190}Pt при $E_{ini}^* = 150$ МэВ, заканчиваются при бóльших значениях энергии возбуждения, чем стрелки для $E_{ini}^* = 130$ МэВ, поэтому среднее время деления становится короче, чем в максимуме.

В разделе 4.3. на основании результатов дополнительных расчетов среднего времени деления как функции начальной энергии возбуждения для ^{211}Bi с нулевым угловым моментом показано, что немонотонная зависимость $\langle t_f \rangle (E_{ini}^*)$ является общим эффектом.

В разделе 4.4. даны некоторые предсказания относительно поведения СВД как функции начальной энергии возбуждения для ядер с барьером деления выше, чем энергия связи нейтрона с различными начальными угловыми моментами на основе приведенных ранее результатов анализа. Эти предположения относительно поведения зависимости $\langle t_f \rangle (E_{ini}^*)$ таковы: зависимость $\langle t_f \rangle (E_{ini}^*)$, рассчитанная при $L_{ini} = 0$, для ядер с барьером деления выше, чем энергия связи нейтрона, должна иметь немонотонный характер. Положение максимума на энергетической шкале зависит от начального соотношения высоты барьера деления и энергии связи нейтрона. Увеличение начального углового момента приводит к тому, что положение максимума смещается в область меньших энергий. Когда увеличение L_{ini} приведет к тому, что для исходного ядра энергия связи нейтрона окажется больше высоты барьера деления, от максимума остается только правая часть, а затем СВД монотонно убывает.

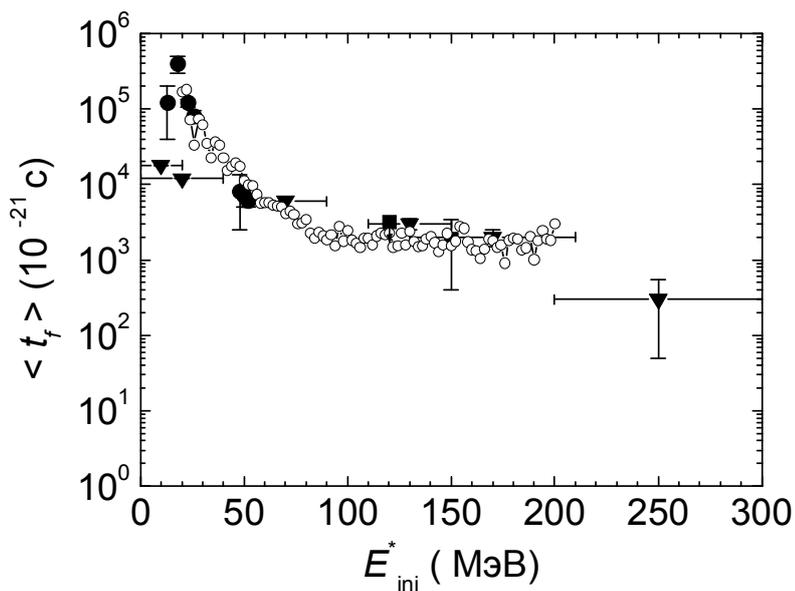
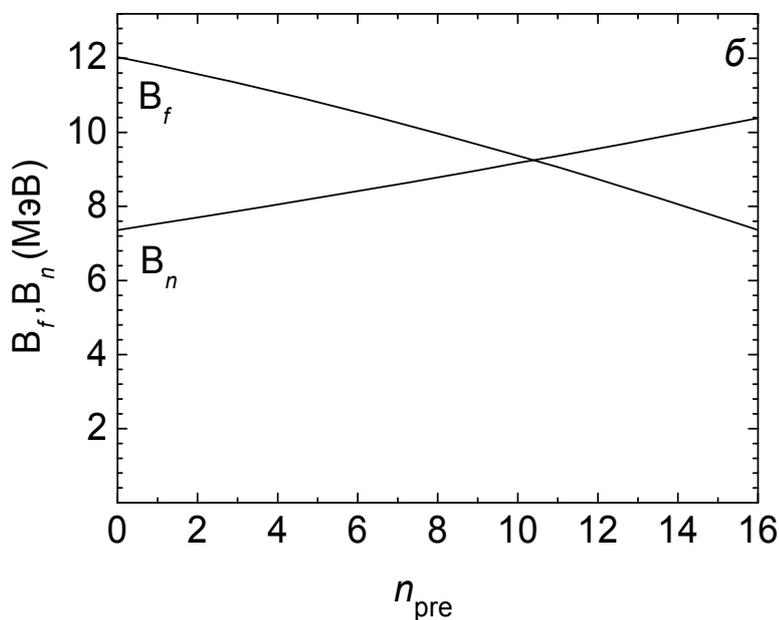
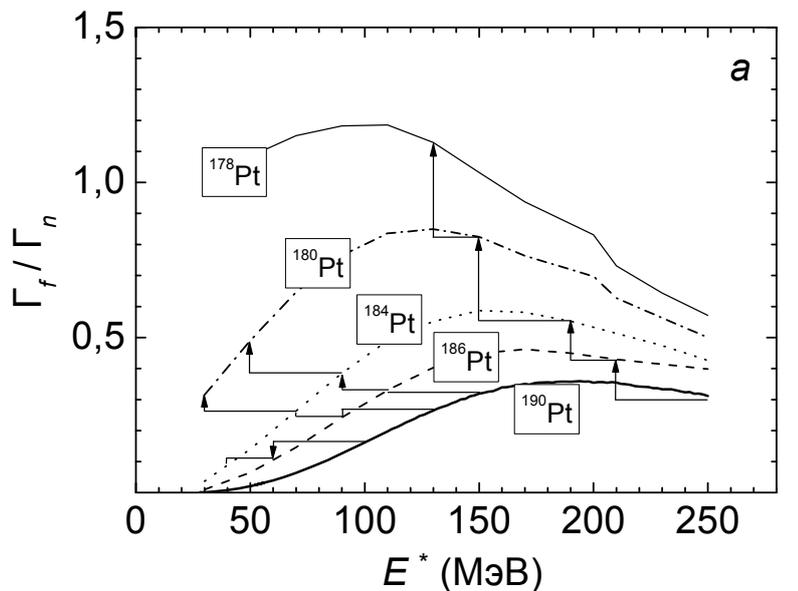


Рис. 7. Как функции энергии возбуждения показаны: (а) – отношения статистических делительных ширин Γ_f к нейтронным Γ_n для ядер ^{190}Pt (толстая сплошная линия), ^{186}Pt (штриховая линия), ^{184}Pt (пунктирная линия), ^{180}Pt (штрихпунктирная линия) и ^{178}Pt (тонкая сплошная линия); (б) – энергии связи нейтрона B_n и высота барьера деления B_f от числа предразрывных нейтронов для исходного ядра ^{190}Pt с $L_{ini} = 35\hbar$ и $L_n = 0$.

Рис. 8. Зависимость $\langle t_f \rangle (E_{ini}^*)$ для ^{235}U при $L_{ini} = 10\hbar$ без четно-нечетных эффектов, полученная в динамическом режиме. Треугольниками показаны экспериментальные значения времен деления для ^{235}U из [22]; квадратами – для ядер с $Z = 92$ и 93 из [23]; зачерненными кружками – время деления $^{232}\text{Th}(p, xn f)$, $^{232}\text{Th}(d, xn f)$, $^{232}\text{Th}(\alpha, xn f)$ из [4].

Ценность проведенного исследования в том, что выявленные закономерности поведения среднего времени деления как функции начальной энергии возбуждения позволяют спрогнозировать вид зависимости $\langle t_f \rangle (E_{ini}^*)$ при различных угловых моментах, не проводя длительных расчетов.

В разделе 4.5. проведено сравнение результатов расчетов времен деления с экспериментальными данными, полученными тремя группами. Первой группой в работе [22] опубликованы результаты измерения среднего времени деления для ядра ^{235}U с небольшим угловым моментом в широком диапазоне энергий. Второй группой были измерены времена деления ураноподобных ядер, полученных в реакциях $^{232}\text{Th}(p, xn f)$, $^{232}\text{Th}(\alpha, xn f)$ и $^{232}\text{Th}(\alpha, xn f)$ [4]. Экспериментальные данные для ядер с $Z = 92$ и 93 при энергии возбуждения, равной 120 и 145 МэВ, опубликованы в [23] третьей группой.

Результаты расчетов среднего времени деления для ^{235}U с $L_{ini} = 10\hbar$, выполненных в динамическом режиме, сравниваются с данными этих экспериментов на рис. 8. Из рисунка видно, что наша теоретическая зависимость отражает общую экспериментальную тенденцию изменения времен деления с ростом энергии возбуждения делящегося ядра на качественном уровне.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

В диссертации впервые выполнено систематическое теоретическое исследование временных распределений событий деления возбужденных ядер. Детально изучено влияние начального углового момента L_{ini} , начальной энергии возбуждения E_{ini}^* и начального параметра делимости $(Z^2 / A)_{ini}$ на вид этих распределений. Основные результаты этого исследования таковы:

1. Впервые получена немонотонная зависимость среднего времени деления от начального углового момента возбужденного ядра при фиксированных начальной энергии возбуждения и параметре делимости.

2. Установлено, что зависимость среднего времени от начального углового момента носит резонансный характер для ядер, у которых при $L_{ini} = 0\hbar$ барьер деления больше, чем энергия связи нейтрона.

3. Установлено, что зависимость среднего времени от начального параметра делимости для b -стабильных ядер имеет максимум при постоянных начальных энергии и угловом моменте.

4. Впервые показано, что зависимость $\langle t_f \rangle (E_{ini}^*)$ носит немонотонный характер для ядер с $B_f > B_n$ и монотонно убывает для ядер с $B_f < B_n$.

5. Установлено, что причиной возникновения максимума для $\langle t_f \rangle (L_{ini})$, $\langle t_f \rangle (Z^2/A)_{ini}$ и $\langle t_f \rangle (E_{ini}^*)$ зависимостей являются события деления, которые произошли после эмиссии значительного числа нейтронов вследствие сильной конкуренции между каналами распада делящегося ядра.

6. Установлено, что конкуренция возникает при условии примерного равенства энергии связи нейтрона и высоты барьера деления в конце эмиссионной цепочки.

7. Показано, что немонотонная зависимость СВД от параметров делящегося ядра является общим статистическим эффектом для ядер с $B_f > B_n$, а диссипация значительно усиливает этот эффект.

В приложении приведена оценка статистической погрешности расчета наблюдаемых.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. I. I. Gontchar, M. Morjan, L. A. Litnevsky, N. A. Ponomarenko, S. Basnary Theoretical fission times for U and Pb nuclei excited up to 250 MeV. // Congress, 15th Biennial 8–11 July, Books of abstracts, Australia, 2002. P. 196.

2. N. A. Ponomarenko, V. V. Turkin, I. I. Gontchar Theoretical investigation of the angular momentum dependence of the average fission lifetimes of excited nuclei. // VII International Conference, Nucleus-Nucleus Collisions, June 17–21, Book of abstracts, Moscow, Russia, 2003. P. 182.

3. N. A. Ponomarenko, L. A. Litnevsky, I. I. Gontchar The combined dynamical-statistical model predicts nontrivial dependence of the average fission lifetimes upon the excitation energy of the compound nucleus // VII International Conference, Nucleus-Nucleus Collisions, June 17–21, Book of abstracts, Moscow, Russia, 2003. P. 205.

4. N. A. Ponomarenko, V. V. Turkin, L. A. Litnevsky, I. I. Gontchar Nonmonotonic dependence of the average fission lifetimes upon the fissility of the excited nuclei // VII Inter-

national Conference, Nucleus-Nucleus Collisions, June 17–21, Moscow, Russia, Book of abstracts, 2003. P. 204.

5. N. A. Ponomarenko, I. I. Gontchar Fission lifetime distributions for excited nuclei as an indicator of nuclear dissipation: predictions of a modified combined dynamical statistical model // The 8th International Conference on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics, November 24 – 29, Nara, Japan, List of Abstracts, 2003. P. C8.

6. Н. А. Пономаренко «Диссипативное охлаждение» возбужденных атомных ядер // Тезисы докладов, XXX межвузовской научной конференции студентов и аспирантов, Самара, 2003. С. 175 – 176.

7. I. I. Gontchar, N. A. Ponomarenko, V. V. Turkin, L. A. Litnevsky The resonance-like dependence of the average fission lifetimes upon the parameters of the excited nucleus. // Nuclear Physics, Section A, V. 374C, 2004. P. 229 – 232.

8. I. I. Gontchar, N. A. Ponomarenko Evolution of the fission lifetime distributions for highly excited nuclei with the increase of the fissility parameter // Nuclear Physics, Section A. 734S, 2004. P. E41–E44.

9. И. И. Гончар, Н. А. Пономаренко, В. В. Туркин, Л. А. Литневский Теоретическое исследование зависимости среднего времени деления возбужденных атомных ядер от углового момента // Ядерная физика, том 67, вып. 11, 2004. С. 2101–2115.

10. Н. А. Пономаренко Конкуренция каналов распада и время жизни возбужденного атомного ядра // Омский научный вестник, вып. 4 (25), Омск, 2004. С. 236–237.

11. Н. А. Пономаренко Поведение временных распределений событий деления при изменении начальной энергии возбуждения // Межвузовский сборник трудов молодых ученых, аспирантов и студентов, вып. 4, часть 1, Омск, 2007. С. 239–244.

Список литературы

[1] D. Hilscher, H. Rossner // Ann. Phys. Fr., 17, 1992. P. 471 – 552.

[2] Д. О. Еременко, С. Ю. Платонов, О. В. Фотина, О. А. Юминов // Ядерная физика, том 61, вып. 5, 1998. С. 773 – 796.

[3] A. Drozdov, D. O. Eremenko, O. V. Fotina, S. Yu. Platonov, O. A. Yuminov // Nucl. Instr. And Meth. V. 164-165, 2000. P. 960.

[4] V. A. Drozdov, D. O. Eremenko, O. V. Fotina, G. Giardina, F. Malaguti, S. Yu Platonov, O. A. Yuminov // Nucl. Phys., A734, 2004. P. 225 – 228.

[5] D. Hilscher, H. Rossner // Ann. Phys. Fr., 17, 1992. P. 471 – 552.

- [6] Дж. О. НЬЮТОН // ЭЧАЯ 21, вып. 4, 1990. С. 821 – 913.
- [7] I. Gontchar, M. Morjean and S. Basnary // *Europhys. Lett.*, 57 (3), 2002. P. 355 – 361.
- [8] И. И. Гончар, Н. А. Пономаренко, В. В. Туркин, Л. А. Литневский // *Ядерная физика*, том 67, вып. 11, 2004. С. 2101 – 2115.
- [9] И. И. Гончар // ЭЧАЯ, т. 26, вып. 4, 1995. С. 932 – 1000.
- [10] I. Gontchar, L. A. Litnevsky, P. Fröbrich // *Comp. Phys. Com.*, 107, 1997. P. 223 – 245.
- [11] И. И. Гончар, А. Э. Геттенгер, Л. В. Гурьян, В. Вагнер // *Ядерная физика*, том 63, вып. 10, 2000. С. 1778 – 1797.
- [12] A. V. Karpov, P. N. Nadtochy, D. V. Vanin and G. D. Adeev // *Phys. Rev.*, C63, 2001. P. 054610.
- [13] P. N. Nadtochy, G. D. Adeev, A. V. Karpov // *Phys. Rev.*, C65, 2002. P. 064615.
- [14] J. Bartel, K. Mauhboub, J. Richert, K. Pomorski // *Z. Phys.*, A354, 1996. P. 59 – 65.
- [15] K. T. R. Davies, A. J. Sierk, J. R. Nix // *Phys. Rev.*, C 13, 1976. P. 2385 – 2403.
- [16] J. Blocki, Y. Boneh, J. R. Nix, J. Randrup, M. Robel, A. J. Sierk, W. J. Swiatecki // *Ann. Phys.* 113, 1978. P. 330 – 386.
- [17] H. J. Krappe, J. R. Nix, A. J. Sierk // *Phys. Rev. C* 20, 1979. P. 992 – 1013.
- [18] P. Moller, J. R. Nix, W. D. Myers // *At. Data Nucl. Data Tables*, V. 59, 1995. P. 185 – 381.
- [19] A. J. Sierk // *Phys. Rev.*, C 33, 1986. P. 2039 – 2053.
- [20] Э. М. Козулин, А. Я. Русанов, Г. Н. Смиренкин // *Ядерная физика*, 56, вып. 2, 1993. С. 37 – 54.
- [21] E. G. Ryabov, A. V. Karpov, G. D. Adeev // *Nucl. Phys.*, A765, 2006. С. 39 – 60.
- [22] F. Goldenbaum, M. Morjean, J. Galin, E. Lienard *et al.*, // *Phys. Rev. Lett.*, 82, 1999. P. 5012 – 5015.
- [23] N. W. Wilschut, V. L. Kravchuk // *Nucl. Phys.*, A734, 2004. P. 156 – 163.