

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ*

Дж. О. Ньютон

Австралийский национальный университет,
Канберра, Австралия

Настоящий обзор посвящен недавним экспериментальным и теоретическим достижениям в области деления ядер под действием тяжелых ионов. Обсуждаются основные идеи макроскопической теории барьеров деления и равновесной статистической модели, а также применение последней к делению ядер. Даются обзор и анализ экспериментальных данных об угловых распределениях осколков деления, угловых моментах осколков, функциях возбуждения для деления и слияния, бинарном (подобном делению) распаде систем с параметрами делюности ниже точки Бусинаро—Галлоне, а также об эмиссии частиц и γ -квантов, предшествующей делению. Данные о множественности нейтронов, испускаемых до деления, указывают на то, что время релаксации коллективной делительной степени свободы гораздо больше ($>10^{-20}$ с), чем считалось ранее; это, в свою очередь, означает движение ядерной жидкости со сверхкритическим затуханием и указывает на неприменимость равновесной статистической модели. Описываются основные идеи диссипативной ядерной динамики и ее применение к делению.

Работа над этим обзором была завершена в сентябре 1988 г.

This review covers recent experimental and theoretical developments in the field of heavy-ion induced fission. The basic ideas of the macroscopic theory of fission barriers and of the equilibrium statistical model and its application to nuclear fission are discussed. Experimental data and analysis of fission-fragment angular distributions, fragment angular momenta, fission and fusion excitation functions, the fission like decay of systems with fissilities less than the Businaro-Gallone limit, and the pre-fission emission of particles and γ -rays are reviewed. Pre-fission neutron data suggest that the relaxation time for the collective fission degree of freedom is much longer ($>10^{-20}$ s) than previously thought, implying overdamped motion of the nuclear fluid and the failure of the equilibrium statistical model. The basic ideas of dissipative nuclear dynamics and its application to fission are described.

This review was completed in September 1988.

ВВЕДЕНИЕ

В 1989 г. исполнилось 50 лет со времени открытия деления ядер [1,2], быть может, одного из наиболее важных открытий в истории человечества. Последовавшее за открытием деления быстрое развитие работ по созданию ядерного оружия и ядерной энергетики дало мощный импульс и финансовую поддержку исследованиям по

* Перевод с английского и научное редактирование канд. физ.-мат. наук Ю. А. Лазарева.

физике ядра. Как ни удивительно, однако, изучение деления до последнего времени оставалось вне основного русла ядерных исследований. Вероятно, это происходило потому, что ускорители 50-х и 60-х годов давали в основном пучки легких ионов, хорошо подходившие для изучения индивидуальных квантовых состояний с низким угловым моментом или реакций, связанных с передачей одного-двух нуклонов. Деление же, будучи примером крупномасштабного коллективного движения, казалось слишком далеким от идей оболочечной модели и, быть может, не очень интересным, пока оно рассматривалось на основе аналогии с совершенно бесструктурной осциллирующей каплей жидкости.

Эта ситуация изменилась в последние годы благодаря новому поколению ускорителей, способных давать пучки тяжелых ионов с энергиями достаточно высокими для того, чтобы преодолеть кулоновский барьер любого стабильного ядра. Современные ускорители позволили изучать новые примеры крупномасштабных коллективных движений, связанные с кардинальными перестройками ядерного вещества, такие, как глубоконеупругие столкновения и слияние с тяжелыми ионами. Кроме того, открытие спонтанно делящихся изомеров [3] и создание макро-микроскопического метода для расчета поверхности потенциальной энергии ядра [4,5] выявили тесную связь между оболочечной структурой и барьерами деления, по меньшей мере, при низких температурах.

Возможно, самым интересным результатом последних нескольких лет явилось обнаружение важной роли эффектов диссипации (ядерной «вязкости») в делении под действием тяжелых ионов. В то время как необходимость учета сильной диссипации при рассмотрении глубоконеупругих столкновений ядер уже была ясна и общепризнана, на протяжении многих лет считалось, что вязкость, связанная с делением, является очень слабой и играет незначительную роль. Несомненно, что глубоконеупругие реакции и деление характеризуются многими общими чертами; однако имеют место и заметные различия. Например, глубоконеупругие столкновения являются в основном периферическими (система сталкивающихся ядер принимает лишь гантелеобразные формы), характеризуются в среднем относительно малой передачей массы между партнерами столкновения и очень большой диссипацией энергии относительного движения (порядка 100 МэВ). В делении же процесс начинается с почти сферической формы системы и завершается ее подразделением на две примерно равные части, а диссипативные потери энергии коллективного движения составляют лишь ~ 10 МэВ. Поэтому можно ожидать, что изучение деления будет давать уникальный, незаменимый вклад в понимание крупномасштабной ядерной динамики. Разумеется, полная ее картина может быть построена только в результате изучения всех реакций, связанных с большой перестройкой массы и диссипацией, таких, как деление, слияние, глубоконеупругие столкновения и быстрое деление (деление без образования компаунд-ядра).

В настоящем обзоре будут рассматриваться результаты исследований деления ядер под действием тяжелых ионов, полученные в основном на протяжении последних нескольких лет, причем особое внимание будет уделено достижениям в изучении диссипативных эффектов. Поскольку реакции с тяжелыми ионами приводят, как правило, к компаунд-системам с высокими энергиями возбуждения и большими угловыми моментами, можно ожидать, что оболочечные эффекты здесь несущественны; вопросы же низкоэнергетического деления, где оболочечные эффекты играют важную роль, в данном обзоре затрагиваться не будут. Делению ядер посвящены недавние обзоры [6—9].

1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ИЗМЕРЕНИЙ

В этом разделе мы кратко рассмотрим идеи, лежащие в основе современной интерпретации деления под действием тяжелых ионов, и очертим круг возможных измерений. Для простоты будем полагать, что мы имеем дело только с делением компаунд-систем. Более детальные рассуждения будут даны по мере необходимости в последующих разделах.

Образовавшееся компаунд-ядро может распадаться по многим каналам, среди которых главными являются эмиссия легких частиц (нейтронов, протонов или α -частиц) и деление. Эмиссия нейтронов доминирует над эмиссией протонов и α -частиц, если только компаунд-ядро не является очень нейтронодефицитным (когда энергии связи нейтронов необычно высоки, а энергии связи заряженных частиц малы). Конкуренцию между эмиссией нейтронов и делением иллюстрирует рис. 1. Типичные энергии возбуждения компаунд-ядер лежат в диапазоне от 50 до 100 МэВ и выше, так что компаунд-ядро может испустить четыре и более нейтронов, прежде чем образуется продукт испарения, стабильный относительно эмиссии частиц. Деление конкурирует с эмиссией нейтронов на каждой ступени нейтронного каскада — оно может наступать как до эмиссии нейтронов, так и после эмиссии одного, двух или большего числа нейтронов.

Как будет видно из дальнейшего, однозначная интерпретация результатов измерений в делении является далеко не простой задачей. Поэтому надежду на реальное физическое понимание может дать лишь совокупность многих разных и независимых исследований данной делящейся системы. Кроме того, очень ценным представляется проведение систематических детальных исследований для широкой области делящихся ядер. Набор измеряемых величин весьма разнообразен, и все эти измерения должны быть проведены в зависимости от энергии бомбардирующих ионов (углового момента системы). Наиболее важными измеряемыми величинами являются:

- 1) сечения деления σ_{fis} ;
- 2) сечения образования продуктов испарения σ_{ER} ;

- 3) среднее число частиц, испущенных до деления, — нейтронов ($\nu_{\text{рге}}$), протонов ($\pi_{\text{рге}}$) и α -частиц ($\alpha_{\text{рге}}$);
- 4) угловые распределения и угловые корреляции осколков деления;
- 5) массовые и зарядовые распределения осколков деления;
- 6) распределения кинетической энергии осколков деления;
- 7) множественность γ -квантов, испускаемых осколками деления;
- 8) характеристики испускаемых при делении статистических γ -квантов, связанных с гигантскими дипольными резонансами.

Барьер деления. Несмотря на то что все встречающиеся в природе ядра с $A > 92$ нестабильны относительно распада путем деления,

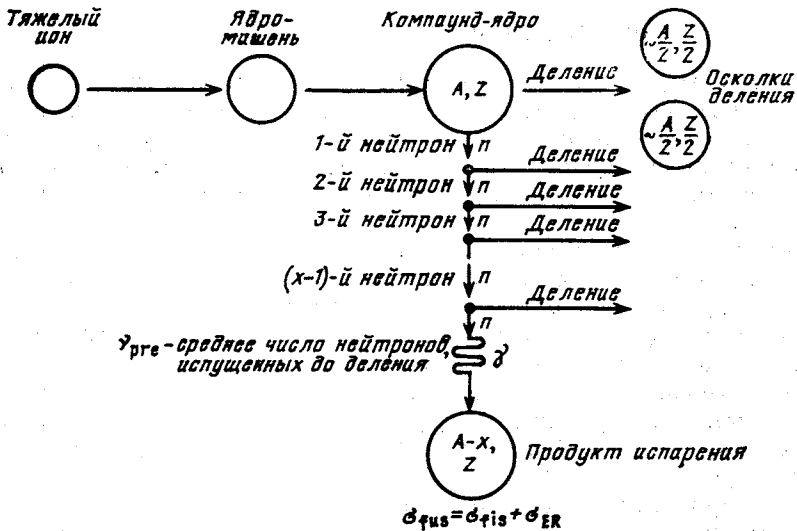
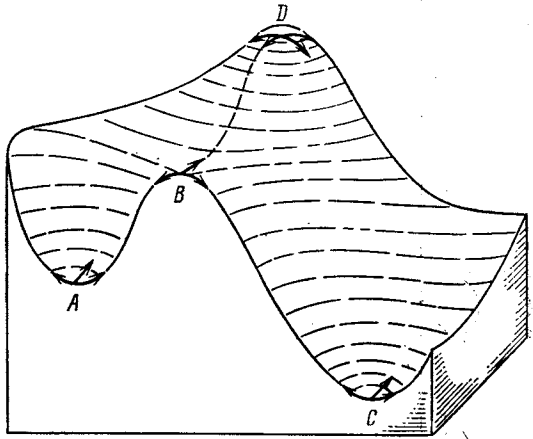


Рис. 1. Схема реакции под действием тяжелых ионов, приводящей к делению компаунд-ядра или образованию продуктов испарения

такой распад наблюдается только для наиболее тяжелых ядер и даже в этих случаях с очень большими периодами полураспада, например $\sim 10^{16}$ лет для ^{238}U . Чтобы претерпеть деление, ядро, первоначально обладающее приблизительно сферической формой, должно вытянуться, затем принять форму фигуры с шейкой, и, наконец, в точке разрыва разделиться на два приблизительно равных осколка. Между этими начальным и конечным состояниями существует потенциальный барьер. Из-за больших масс осколков процесс является почти классическим и вероятность туннельного проникновения через барьер исчезающе мала, что и обуславливает большие периоды полураспада относительно спонтанного деления. Адекватное построение поверхности потенциальной энергии ядра, связанной с делением, представляет собой сложную задачу и требует многопараметрового

описания. Относительно простым приближением, уместным при достаточно высоких температурах, когда разрушены оболочечные эффекты, является модель жидкой капли (МЖК); в этой модели ядро рассматривается по аналогии с классической заряженной жидкой каплей, обладающей резко очерченной поверхностью. С точки зрения поверхностной энергии капли (пропорциональной $A^{2/3}$) предпочтитель-

Рис. 2. Схематическое изображение двумерной поверхности потенциальной энергии, иллюстрирующее точки равновесия различного типа. Впадина A есть метастабильный минимум, отделенный от «абсолютного» минимума C седловой точкой B , имеющей одну степень неустойчивости. Вершина D имеет две степени неустойчивости. (Рисунок из работы [10].)



ной является сферическая форма, в то время как энергия кулоновского отталкивания (пропорциональная $Z^2/A^{1/3}$) стремится разорвать каплю. Параметр делимости определяется как

$$x = E_C^0/2E_S^0 = [50,883 (1 - 1,7826 I^2)]^{-1} Z^2/A, \quad (1)$$

где E_C^0 и E_S^0 — кулоновская и поверхностная энергии сферической капли, а $I = (N - Z)/A$. При $x = 1$ барьер деления обращается в нуль и капля оказывается абсолютно неустойчивой относительно малых квадрупольных деформаций.

Вершина барьера есть точка (неустойчивого) равновесия на поверхности потенциальной энергии делящегося ядра. В двумерном представлении поверхности вершина барьера напоминает перевал через горный хребет и поэтому называется седловой точкой. Это иллюстрирует рис. 2, где показаны четыре типа точек равновесия. Разумеется, разным значениям масс-асимметрии деления соответствуют разные по высоте барьеры. При $x > 0,396$ наиболее низкий барьер отвечает делению на равные массы, и поэтому симметричное деление является предпочтительным, что и наблюдается на опыте. Однако при $x \leq 0,396$ (точка Бусинаро — Галлоне) дело обстоит не так. Высота барьера деления E_f есть разность между энергией седловой конфигурации и энергией стабильной равновесной формы (сферической в данной модели); она зависит только от x . Конфигурация, соответствующая седловой точке, является сферой при $x = 1$, с уменьшением x проходит последовательно через фигуры, прибли-

женно соответствующие эллипсоидам вращения, затем симметричным гантелеобразного типа формам с шейкой, и, наконец, при $x = 0$ обращается в две касающиеся сферы (рис. 3).

Поскольку деление под действием тяжелых ионов связано с большими угловыми моментами, простая модель жидкой капли в этом

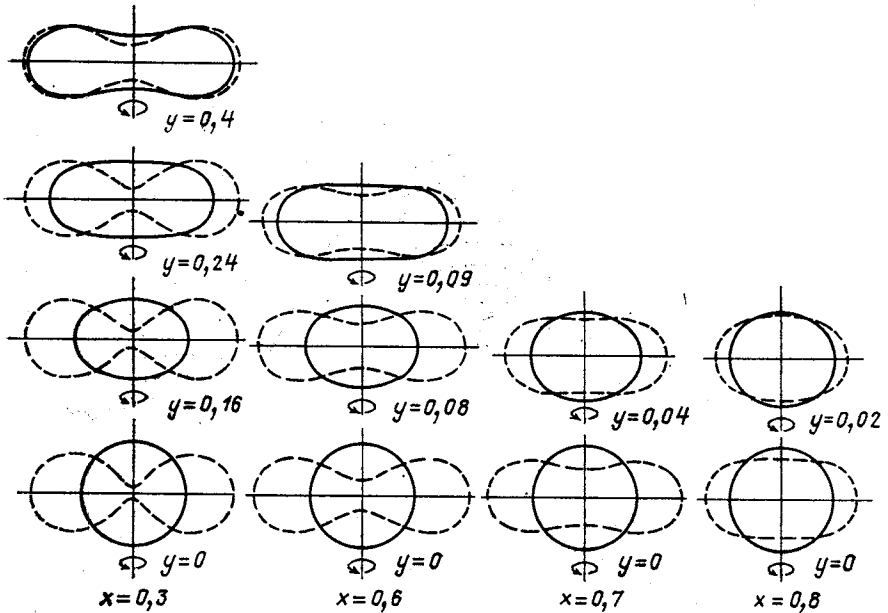


Рис. 3. Равновесные конфигурации (сплошные кривые) и конфигурации в седловой точке (штриховые кривые), рассчитанные в рамках МВЖК для различных значений x и y . (Рисунок из работы [11].)

случае неприменима. Эффект углового момента состоит в снижении барьера деления, что и можно было бы ожидать в результате действия центробежных сил. Кроме того, за счет эффектов углового момента точка Бусинаро — Галлоне смещается в сторону более низких значений x [12]. Барьер деления определяется как разность энергий вращающихся седловой и равновесной конфигураций. Если предположить, что эти конфигурации не зависят от углового момента, то для барьера деления получаем

$$E_f(J) = E_f(0) + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{Y}_{\text{sad}}} J(J+1) - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{Y}_{\text{eq}}} J(J+1), \quad (2)$$

где J — угловой момент в единицах \hbar , а \mathcal{Y}_{sad} и \mathcal{Y}_{eq} — моменты инерции седловой и равновесной конфигураций. Поскольку $\mathcal{Y}_{\text{sad}} > \mathcal{Y}_{\text{eq}}$, $E_f(J)$ уменьшается с увеличением J . В своей классической статье [10] Коэн, Плазил и Святецкий ввели модель вращающейся жидкой капли (МВЖК), которая учитывает угловой момент. По-

скольку вращение стремится разорвать ядро образом, подобным (хотя и не идентичным) кулоновскому отталкиванию, естественно ввести в рассмотрение еще один параметр «делимости»

$$y = E_R^0 / E_S^0 = \frac{1,9249}{(1 - 1,7826I^2)} \frac{J^2}{A^{7/3}}, \quad (3)$$

где E_R^0 — вращательная энергия сферического ядра с угловым моментом $J\hbar$. В МВЖК поверхность потенциальной энергии и высота барьера деления $E_f(J)$ зависят только от x и y . Равновесные конфигурации вращающейся капли и ее конфигурации в седловой точке показаны на рис. 3 для различных значений x и y . При малых угловых моментах равновесные конфигурации капли приблизительно представляют собой сплюснутые сфероиды (формы Хискеса). Однако если $x < 0,73$ [13] и y превышает некоторое критическое значение y_1 , то более выгодными энергетически оказываются не формы Хискеса, а трехосные приблизительно эллипсоидальные конфигурации, вращающиеся вокруг наиболее короткой оси. При дальнейшем увеличении углового момента в области $y > y_1$ равновесные формы капли быстро трансформируются в приблизительно аксиально-симметричные сильно вытянутые конфигурации, вращающиеся вокруг оси, перпендикулярной к оси «симметрии»; последние называют формами Беринджера — Нокса. Конфигурации в седловой точке обычно также являются слегка трехосными и вытянутыми; их называют формами Пик-Пичака. При $y = y_{11}$, когда барьер деления обращается в нуль, равновесная и седловая конфигурации совпадают. При $x > 0,73$ трехосным конфигурациям Беринджера — Нокса всегда соответствует более высокая энергия, чем сплюснутым формам Хискеса. Как показано на рис. 3, увеличение углового момента и увеличение x влияют на конфигурацию капли в седловой точке качественно похожим образом — в обоих случаях увеличивается радиус шейки и (за исключением области малых x) уменьшается максимальное удлинение конфигурации.

Очевидно, что рассмотрение ядра по аналогии с жидкой каплей, имеющей резко очерченную поверхность, является весьма сильной идеализацией. На пути к более реалистическому описанию Мустафа и др. [14] ввели модифицированную модель вращающейся жидкой капли (МВКР), в которой энергия ядерного взаимодействия представляется в виде свертки с функцией Юкавы, дополненной экспонентой. Это представление, предложенное и использованное ранее (для невращающихся ядер) Краппе и др. [15], позволяет учесть эффекты, связанные с конечным радиусом действия ядерных сил и диффузностью ядерной поверхности. Дальнейшее развитие МВКР было сделано Сирком [13], который использовал более совершенную технику вычислений, более адекватное моделирование форм ядра и более совершенный, чем в МВЖК, набор параметров, входящих в вычисления. Кроме того, Сирком были найдены достаточно точные глобальные аппроксимации расчетных значений $E_f(J)$ и расчетных моментов

инерции в седловой точке для любых ядер с $20 \leq Z \leq 100$. Эти аппроксимации могут быть легко включены в другие вычислительные программы, такие, например, как программы для расчетов по статистической модели. Наличие глобальных приближений имеет большое значение, поскольку точные расчеты для индивидуального ядра занимают значительное время даже при использовании суперкомпьютеров.

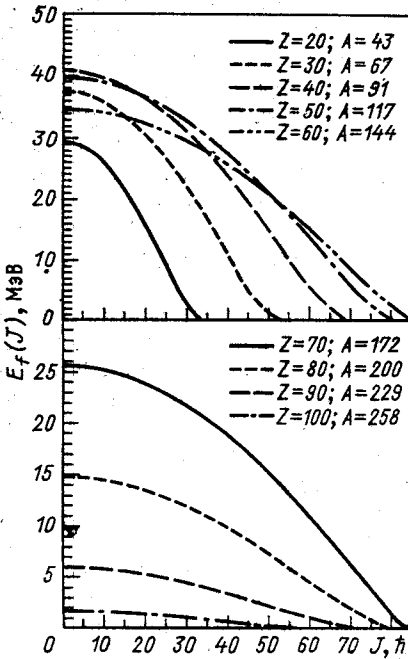


Рис. 4. Зависимость высоты барьеров деления $E_f(J)$ от углового момента J , вычисленная в рамках МВКР для различных β -стабильных ядер. (Рисунок из работы [13].)

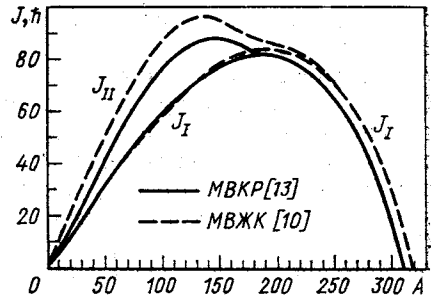


Рис. 5. Зависимость критических угловых моментов J_I и J_{II} от массового числа A для β -стабильных ядер по данным расчетов в рамках МВЖК и МВКР. (Рисунок из работы [13].)

Зависимость высоты барьеров деления от углового момента J по данным расчетов Сирка показана на рис. 4, а на рис. 5 представлены вычисленные в рамках МВЖК и МВКР критические угловые моменты J_I и J_{II} (соответствующие значениям y_I и y_{II}) в зависимости от массового числа A . Общий результат эффектов конечного радиуса ядерного взаимодействия состоит в снижении барьеров деления для ядер с $A \leq 200$ по сравнению с барьерами, вычисленными в рамках МВЖК (рис. 5). Этот теоретический результат находится в согласии с рядом экспериментальных данных [11, 16—28]. Учет эффектов конечного радиуса ядерного взаимодействия приводит также к небольшим модификациям седловых конфигураций и соответствующих моментов инерции и к смещению точки Бусинаро — Галлоне примерно до $x = 0,48$ для $J = 0$.

Следует отметить, что расчеты, сделанные в рамках МВЖК и МВКР, относятся к ядрам при нулевой температуре, поскольку

параметры этих моделей, такие, например, как константы, связанные с поверхностной энергией, основаны на подгонках соответствующих расчетных значений к экспериментальным значениям масс ядер в основном состоянии. Вместе с тем по аналогии с классическими системами можно было бы ожидать, что увеличение температуры будет приводить к увеличению среднего радиуса ядерной капли и к уменьшению ее свободной поверхностной энергии, снижая таким образом высоту барьера деления.

В жидкокапельной параметризации Никса [29] барьер деления (т. е. свободная энергия деформации в седловой точке) определяется выражением [30—32]

$$F_f(y_T, T) = [B_S(y_T) - 1]F_S(T) + [B_C(y_T) - 1]E_C(T), \quad (4)$$

где $y_T = [1 - x(T)]$ — деформационная координата Никса, а $x(T) = E_C(T)/2F_S(T)$, $F_S(T)$ и $E_C(T)$ — параметр делимости, свободная поверхностная энергия и кулоновская энергия сферического ядра при температуре T . Функции $B_S(y)$ и $B_C(y)$, табулированные Никсом, описывают зависимость поверхностной и кулоновской энергий от формы системы. Расчеты [30—33], в которых исследовалась зависимость барьеров деления от температуры, показывают, что величины $F_S(T)$ и $E_C(T)$ имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} F_S(T) &= E_S(0) [1 - \beta T^2], \\ E_C(T) &= E_C(0) [1 - \alpha T^2]. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Числовые значения величин α и β в настоящее время являются весьма неопределенными, но, по-видимому, они составляют около $1 \cdot 10^{-3}$ и $1 \cdot 10^{-2}$ соответственно [32, 33].

Статистическая модель. Возбужденная компаунд-система распадается путем эмиссии частиц и γ -квантов и/или путем деления. Относительные скорости распада по этим конкурирующим каналам и, следовательно, соответствующие сечения могут быть рассчитаны в рамках равновесной статистической модели. Еще недавно считалось, что эта модель является вполне адекватной для рассмотрения явлений распада с участием деления. Однако экспериментальные данные последнего времени [34—45] указывают на то, что в рассмотрении должны быть включены динамические эффекты.

Основные предположения статистической модели состоят в том, что все существенные степени свободы ядра находятся в тепловом равновесии и что скорость распада путем деления равна скорости перехода через седловую точку (переходное состояние), как это было постулировано Бором и Уилером [46]. Последнее предположение эквивалентно утверждению о том, что если ядро перешло за седловую точку, хотя бы слегка, то оно неизбежно разделится. Стандартные выражения, используемые в расчетах по статистической модели,

основаны на формулах Хаузера — Фешбаха [47]. С применением последних к реакциям с тяжелыми ионами связан ряд теоретических трудностей [48], хотя на практике при вычислении ширин распада путем эмиссии частиц (Γ_p) эти формулы, по-видимому, «работают хорошо». Некоторые усовершенствования были предложены Карамяном [49], а также Святецким [50]. Святецкий полагает, что распад путем эмиссии частиц следует рассматривать не на основе принципа детального равновесия, а скорее на основе метода переходного состояния, подобно тому как рассматривается распад путем деления. Эти усовершенствования, однако, пока еще не были включены в расчеты

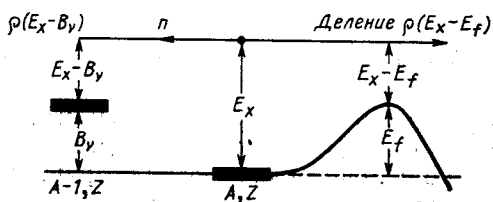


Рис. 6. Распад возбужденного ядра при делении или эмиссии нейтрона. Показаны максимальные энергии возбуждения делящегося ядра (A, Z) в седловой точке и остаточного ядра ($A - 1, Z$), образующегося в результате эмиссии нейтрона. Кривая справа иллюстрирует барьер деления

по статистической модели. Детали статистической модели обсуждались многими авторами (см., например, [6—8, 47, 48, 51—54]). Ниже дано весьма упрощенное рассмотрение, преследующее цель подчеркнуть лишь ряд характерных особенностей этой модели.

Рисунок 6 иллюстрирует распад ядра с большой энергией возбуждения E_x и $J = 0$ при делении или эмиссии нейтрона. Это — основные моды распада, если ядро не является настолько нейтронодефицитным, что энергия связи нейтронов (B_n) превышает энергию связи протонов (B_p) или α -частиц (B_α) на значение, сравнимое с кулоновским барьером для эмиссии протона или α -частицы. Гамма-распад, хотя и ощутим, не является важной модой распада до тех пор, пока тепловая энергия возбуждения не снижается до энергии, близкой к B_n . В грубом приближении отношение делительной и нейтронной ширин распада можно представить в виде

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} \simeq \frac{\rho(E_x - E_f)}{\rho(E_x - B_n)} \simeq \exp \{2[\sqrt{a_f(E_x - E_f)} - \sqrt{a_n(E_x - B_n)}]\}. \quad (6)$$

Здесь мы приняли, что плотность уровней определяется простым выражением $\rho(E) \sim \exp(2\sqrt{aE})$. Параметры плотности уровней a_f и a_n отвечают делящемуся ядру в седловой точке и остаточному ядру, образующемуся в результате эмиссии нейтрона, соответственно. Значение a_n обычно выбирают в диапазоне от $A/7,5$ до $A/10$, тогда как отношение a_f/a_n обычно принимают равным единице или чуть больше единицы. При высокой энергии возбуждения $E_x \gg E_f$, B_n отношение ширин (6) можно аппроксимировать формулой

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} \simeq \exp \left\{ 2\sqrt{a_n E_x} \left[\left(\sqrt{\frac{a_f}{a_n}} - 1 \right) - \frac{1}{2E_x} \left(E_f \sqrt{\frac{a_f}{a_n}} - B_n \right) \right] \right\}. \quad (7)$$

Отсюда видно, что наиболее важными параметрами являются a_f/a_v и E_f , так как B_v обычно может быть найдено либо из экспериментальных значений масс ядер (при низких E_x), либо из полуэмпирических жидкокапельных масс при высоких E_x , где можно ожидать, что оболочечные эффекты и спаривание становятся несущественными.

Если в выражении (7) принять $a_f/a_v = 1$, то

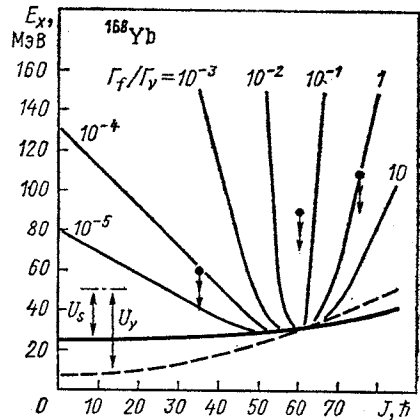
$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_v} \simeq \exp \left[\sqrt{\frac{a_v}{E_x}} (B_v - E_f) \right]. \quad (8)$$

Отсюда следует, что:

- 1) $\Gamma_f/\Gamma_v \leq 1$ при $B_v < E_f$ и $\Gamma_f/\Gamma_v \geq 1$ при $B_v > E_f$;
- 2) если $E_f > B_v$, то Γ_f/Γ_v уменьшается с уменьшением E_x , вследствие чего v_{pre} мало (см. рис. 1);
- 3) если $E_f < B_v$, то Γ_f/Γ_v растет с уменьшением E_x , что приводит к более высоким значениям v_{pre} , если только Γ_f/Γ_v не слишком велико по сравнению с единицей;
- 4) если $\Gamma_f/\Gamma_v \gg 1$, то v_{pre} снова становится малым, так как по очевидной причине наиболее вероятным оказывается деление до эмиссии нейтронов.

По мере увеличения энергии бомбардирующих ионов вносимый ими угловой момент растет, и это ведет к снижению значений E_f (J).

Рис. 7. Зависимость Γ_f/Γ_v от энергии возбуждения E_x и углового момента J компаунд-ядра ^{168}Yb . Кривые соответствуют постоянным значениям Γ_f/Γ_v , указанным цифрами. В нижней части рисунка толстая сплошная кривая соответствует $E_f(J) + E_{rot} = E_x - U_s$, а штриховая кривая $-B_v + E_{rot} = E_x - U_v$, где E_{rot} — вращательная энергия ядра при равновесной деформации, U_s — тепловая энергия возбуждения в седловой точке, а U_v — тепловая энергия возбуждения остаточного ядра, образующегося в результате эмиссии нейтрона. Черные точки — типичные значения E_x и J для компаунд-ядер, образующихся в реакции $^{18}\text{O} + ^{150}\text{Sm}$, а вертикальные стрелки показывают энергию, уносимую при эмиссии нейтронов. Компаунд-ядра с J , равным 35, 60 и 75, соответствуют случаям 2), 3) и 4), обсуждаемым в тексте. (Рисунок из работы [39].)



Поэтому, как следует из вышеприведенного рассмотрения, статистическая модель предсказывает, что v_{pre} будет мало при низких и при высоких энергиях бомбардирующих ионов, а в промежуточном случае будет проходить через максимум (рис. 7). В дальнейшем, однако, мы увидим, что это предсказание является неверным.

Реалистические расчеты по статистической модели требуют использования весьма громоздких компьютерных программ, позволяю-

щих провести вычисления для всех значений J , энергий испускаемых нейтронов, протонов, α -частиц, γ -квантов, осколков деления и т. д. Вместе с тем качественные результаты, отмеченные выше в пунктах 1)–4), в общем подтверждаются детальными расчетами. В настоящее время для расчетов по статистической модели широко используются программы ALERT1 [41, 55, 56], CASCADE [57], GROGIF [58] и PACE2 [59]. В отличие от других упомянутых здесь программ, организованных по принципу вычислений «на сетке», программа PACE2 основана на использовании метода Монте-Карло. Преимуществом PACE2 является возможность подробно проследить конкретные цепочки распадов, однако результаты расчетов по этой программе, как правило, характеризуются значительными статистическими погрешностями, в особенности для маловероятных мод распада. Широко применявшаяся ранее более простая и более быстрая действующая программа ALICE [60, 61] в настоящее время используется лишь для качественной ориентации.

Входные данные для расчетов по статистической модели. Не говоря уже о справедливости основных предположений равновесной статистической модели, целый ряд предположений и приближений вовлечен в компьютерные программы, используемые для расчетов по этой модели. Для вычисления барьеров деления $E_f(J)$ и ираст-линии (ираст-состояние есть состояние с наиболее низкой энергией при данном J) ранние версии программ содержали в себе алгоритм МВЖК. Для достижения наилучшего согласия с экспериментом значения $E_f(J)$, вычисленные в МВЖК, варьировались путем умножения их на произвольный подгоночный множитель k_f , не зависящий от J , или путем смещения на некоторую величину Δ_f , также не зависящую от J [41]. В современных программах МВЖК, как правило, заменяют глобальным приближением к более реалистической МВКР [13]; все же оказывается удобным сохранить множитель k_f для контроля за возможными неточностями значений $E_f(J)$, вычисленных в МВКР.

Плотность уровней. Как следует из формулы (6), в статистической модели отношения ширины распада сильно зависят от плотности уровней. К сожалению, наши знания о плотности уровней остаются пока весьма скудными, за исключением области самых низких энергий возбуждения или энергий возбуждения чуть выше энергии связи нейтрона, где индивидуальные уровни могут быть идентифицированы и сосчитаны. При энергиях возбуждения выше примерно 8 МэВ и при больших угловых моментах информация о плотности уровней является косвенной и не очень определенной. Имеется ряд обзоров, посвященных обсуждению проблемы плотности уровней с теоретической и экспериментальной точек зрения [62–67]. Вычисление плотности уровней как функции энергии возбуждения и углового момента для каждого ядра, представляющего интерес, является очень трудной задачей даже при использовании современных компьютеров. По этой причине в программах для расчетов по статистической модели тра-

диционно используются очень простые модельные выражения для плотности уровней, параметры которых подгоняются для достижения «согласия с экспериментом». При высоких (или при всех) энергиях возбуждения обычно используют так называемую модель ферми-газа. Строго говоря, это даже не модель ферми-газа, а модель, соответствующая системе с эквидистантным спектром одночастичных энергетических уровней; для ферми-газа плотность одночастичных уровней увеличивается пропорционально квадратному корню из кинетической энергии частиц. Тем не менее модель с эквидистантным спектром уровней является хорошим приближением к модели ферми-газа в области энергий, представляющей интерес при рассмотрении деления под действием тяжелых ионов (E_x вплоть до ~ 100 МэВ), поскольку здесь соответствующие ядерные температуры (порядка нескольких мегаэлектрон-вольт) малы по сравнению с энергией Ферми (~ 37 МэВ).

В модели с эквидистантным спектром плотность уровней обеих четностей с данным угловым моментом определяется формулой [63]

$$\rho(U, J) = \frac{(2J+1) a^{1/2}}{12} \left(\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \right)^{3/2} \frac{\exp[2(aU)^{1/2}]}{U^2}, \quad (9)$$

где $U = (E_x - E_{\text{rot}})$ — тепловая энергия возбуждения, а $E_{\text{rot}} = (\hbar^2/2\mathcal{I}) J(J+1)$ может быть интерпретирована как энергия возбуждения, связанная с коллективным вращением. В большинстве программ для расчетов по статистической модели E_{rot} , определяющая ираст-линию, вычисляется в рамках МВЖК или МВКР. Величина \mathcal{I} связана со средним значением квадрата проекции одночастичного углового момента $\langle m^2 \rangle$ соотношением $\mathcal{I} = \hbar^2 g \langle m^2 \rangle$ и представляет собой твердотельный момент инерции ядра. Параметр плотности уровней a связан с плотностью одночастичных уровней g соотношением $a = \pi^2 g/6$. В применении к реальному ядру величина g должна быть взята как сумма плотностей нейтронных и протонных одночастичных уровней на поверхности Ферми. В статистической модели обычно вводят две температуры — ядерную и термодинамическую. Ядерная температура T для данного J определяется как

$$\frac{1}{T} = \frac{d(\ln \omega)}{dU} = \left(\frac{a}{U} \right)^{1/2} - \frac{5}{4U}, \quad (10)$$

где ω — плотность состояний [каждый уровень $(2J+1)$ -кратно вырожден по проекции углового момента]. Термодинамическая температура t определяется как

$$t = \frac{dS}{dU} = \left(\frac{U}{a} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

где S — энтропия. Эти две температуры становятся равными при $aU \gg 1$, что имеет место при умеренных энергиях возбуждения для ядер средней атомной массы и тяжелых ядер, для которых типичное значение параметра a составляет ~ 20 МэВ⁻¹. Иногда при малых U плотность уровней лучше описывается соотношением с постоянной

температурой

$$\rho(U) = C \exp\left(\frac{2U}{T}\right). \quad (12)$$

Некоторые авторы [57, 68—70] используют комбинированные формулы, например, подбирая к выражению типа (12) для малых U соотношение типа (9) модели с эквидистантным спектром уровней для более высоких U .

Температура T приближенно определяет область вблизи поверхности Ферми, в которой одночастичные уровни либо частично заполнены, либо частично пусты, т. е. она определяет число n одночастичных уровней, дающих вклад в плотность уровней. Следовательно, $n \approx gT$, что есть малое число. Например, при $a = A/8$ МэВ⁻¹, $A = 160$ и $U = 20$ МэВ $n \approx 13$, в то время как $\rho \approx 10^{12}$ МэВ⁻¹. Спектр одночастичных уровней реального ядра не является эквидистантным, а обнаруживает сильные сгущения и разрежения уровней — хорошо известную оболочечную структуру. Вследствие этого можно ожидать вариации g и a в зависимости от числа нуклонов по мере того, как уровень Ферми для различных ядер проходит через области низкой плотности одночастичных уровней вблизи замкнутых оболочек и высокой плотности между оболочками. Этот эффект тем больше, чем меньше величина n , т. е. чем меньше температура T . При энергиях возбуждения вблизи энергии связи нейтрона ($U \approx 8$ МэВ) эффект выражен очень ярко (рис. 8). При более высоких энергиях возбуждения ожидается «замывание» вариаций g и a в зависимости от числа нуклонов. Для случая схем одночастичных уровней с периодической структурой, аппроксимирующей оболочечную структуру, было показано, что формула (9) модели с эквидистантным спектром уровней становится применимой при высоких энергиях возбуждения, если U заменить эффективной величиной $U - \Delta E$ [72—74]. Энергетический сдвиг ΔE зависит от положения уровня Ферми относительно периодической структуры; ΔE принимает положительные значения вблизи замкнутых оболочек и отрицательные — между оболочками. Поскольку оболочечная структура неперiodична, эта процедура не является совершенно точной и, следовательно, ΔE не является независимым от U или от J .

Спаривательное взаимодействие снижает плотность уровней при низких энергиях возбуждения из-за блокировки уровней вблизи поверхности Ферми. Однако с ростом температуры и углового момента спаривание ослабевает и, наконец, разрушается. После того как спаривание разрушено, модель с эквидистантным спектром уровней снова становится применимой, если введено соответствующее смещение в определении эффективной энергии возбуждения. Обычно вводят смещение 2Δ для четно-четных ядер, смещение Δ для ядер с нечетным A и нулевое смещение для нечетно-нечетных ядер; при этом $\Delta \approx 12/A^{1/2}$ МэВ. Другая формулировка была дана в недавних работах [75, 76] на основе зависящего от температуры параметра плотности уровней $a(T)$.

При высоких энергиях возбуждения и угловых моментах, где ожидается разрушение эффектов оболочек и спаривания, представляется целесообразным использовать жидкокапельные значения масс ядер и энергий связи частиц, а не их значения для основных состояний. Если так и сделано, то тогда уже нет необходимости вводить сдвиг ΔE , связанный с оболочечной структурой. Эта процедура обычно и принимается при анализе деления ядер под действием тяжелых

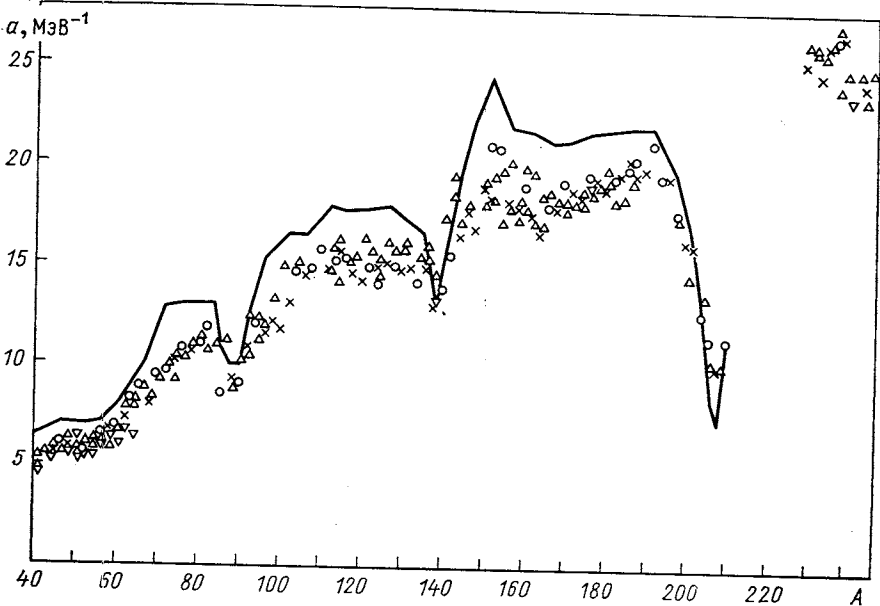


Рис. 8. Зависимость параметра плотности уровней a от массового числа A , полученная в рамках модели ферми-газа с обратным смещением:

x — четно-четные ядра; o — нечетно-нечетные ядра; Δ — ядра с нечетным A и четным Z ; ∇ — ядра с нечетным A и нечетным Z . Кривая показывает средний результат, полученный в модели с обычным смещением. (Рисунок из работы [71].) [См. также монографию [67]. — Примеч. ред.]

ионов в рамках статистической модели. Чаще всего используют жидкокапельные массы Майерса и Святецкого [77], хотя «дропплет»-параметризация с вигнеровским членом, развитая Майерсом [78], также использовалась для этой цели и утверждалось [28], что последняя является более совершенной. Для деления при высоких значениях U процедура, связанная с использованием жидкокапельных масс и модели с эквидистантным спектром уровней, является вполне приемлемой. Если, однако, имеет место значительный вклад деления после эмиссии нескольких нейтронов, в особенности для ядер, близких по составу нуклонов к замкнутым оболочкам, то эта процедура может стать неадекватной. Вероятно, она также не будет удовлетворительной для расчета выходов индивидуальных продуктов испаре-

ния, так как последние чувствительны к низким значениям U (~ 8 МэВ).

Давней проблемой, решению которой в теории уделялось очень мало внимания, является влияние деформации на плотность уровней*. В особенности это относится к параметру a_f/a_v , для которого обычно предполагается значение, близкое к единице. Часто используется предписание Бишопа и др. [79], основанное на простой модели ферми-газа для ядра «прямоугольной» формы с трапецеидальной потенциальной ямой. Оно предсказывает, что a_f/a_v должно находиться в диапазоне от 1,00 до $\sim 1,04$ в зависимости от деформации в седловой точке. С другой стороны, Готтшалк и Ледергербер [80], выполнившие расчеты по методу Хартри — Фока, утверждают, что вывод Бишопа и других ошибочен и что a_f/a_v должно иметь значение $\sim 0,98$. Каржан и др. [81], сделав микроскопические расчеты на основе реалистической схемы одночастичных уровней, заключают, что для ядра ^{194}Hg при высокой энергии возбуждения a_f/a_v должно иметь значение $\sim 1,065$. Вопрос о зависимости плотности уровней от формы ядра недавно рассматривал также Берч [82], однако к специфической проблеме a_f/a_v он не обращался.

Другая неопределенность в проблеме плотности уровней связана с эффектом коллективных уровней — вращений и колебаний; она может иметь особое отношение к величине a_f/a_v . Хорошо известно, что при низких энергиях возбуждения, в особенности для деформированных ядер, плотность уровней значительно увеличена из-за наличия коллективных уровней, которые появляются, конечно, за счет более высоколежащих внутренних возбуждений. Ротационное увеличение плотности уровней может характеризоваться факторами порядка 10^2 . В связи с этим возникают следующие вопросы: 1) до сколь высоких энергий возбуждения действительно необходимо учитывать коллективные уровни? 2) надо ли принимать во внимание соответствующее уменьшение плотности высоколежащих внутренних возбуждений? 3) что происходит в переходной области? Первый вопрос рассматривался в работе Бьернхольма и др. [83], в которой для переходной температуры получена оценка $\sim 41 A^{-1/3} |\delta|$, где δ — параметр деформации. Эта оценка была подтверждена более детальными вычислениями на базе модели $SU(3)$, выполненными Йенсенем и Хансенем [84]. При $A \sim 150 \div 200$ для равновесных состояний МВЖК $\delta \approx -0,04$, в то время как для деформированных ядер в их основных состояниях и ядер в седловой точке $\delta \sim 0,25$ и 1,0 соответственно. Поэтому переходные температуры для этих случаев составляют примерно 0,3; 1,8 и 7 МэВ соответственно, а отвечающие им энергии возбуждения — около 2; 60 и 1000 МэВ. Энергия ~ 60 МэВ для деформированных ядер сравнима с энергией,

* Тем более необходимым представляется отметить здесь работы Балиана и Блока [279], Райсдорфа и других авторов [70, 280, 281], тесно связанные с обсуждаемой проблемой. — *Примеч. ред.*

при которой, согласно расчетам Моретто [85], происходит разрушение оболочечных эффектов, вызывающих деформацию.

Следствия для расчетов по статистической модели, к которым приводит наличие коллективных эффектов в плотности уровней и их затухание с ростом температуры, обсуждали Вигдор и Карвовски [86]. Они, в частности, утверждают, что средняя деформация сильно возбужденного ядра не соответствует минимуму потенциала МВЖК. Скорее, она отвечает достаточно сильно вытянутой конфигурации, промежуточной между сферой и седловой конфигурацией. Для этой промежуточной конфигурации плотность уровней как функция деформации достигает максимума, так как здесь рост плотности уровней из-за ротационного увеличения более чем компенсирует уменьшение плотности внутренних возбуждений, возникающее из-за повышенной потенциальной энергии конфигурации. Если бы дело обстояло не так, то отсутствие коллективного увеличения плотности уровней в равновесной точке МВЖК и полномасштабное коллективное увеличение в седловой точке приводили бы к чрезмерно сильному изменению (увеличению) Γ_f/Γ_v . Влияние этой деформации, вызванной температурной зависимостью ветви коллективных возбуждений, на разрушение эффектов сферических оболочек в плотности ядерных уровней было рассмотрено Шмидтом и др. [87].

Экспериментальные данные о параметре плотности уровней при высоких энергиях возбуждения и угловых моментах немногочисленны. В принципе, такая информация может быть получена из анализа формы испарительных спектров частиц, однако каскадный характер распада возбужденных ядер затрудняет анализ. Недавно был применен другой метод определения параметра плотности уровней a , основанный на изучении статистических γ -квантов из распада гигантских дипольных резонансов (ГДР) — состояний с высокими энергией возбуждения и спином, заселяемых в реакциях слияния [88]. Преимущество данного метода по сравнению с измерениями спектров частиц состоит в том, что большинство γ -квантов этого типа испускается на начальных ступенях распада, т. е. из состояний с наивысшей энергией. Авторы работ [89—93] успешно описывали данные при использовании значений параметра A/a от ~ 7 до 12 МэВ для начальных энергий возбуждения ниже 100 МэВ. Однако в предположении, что сила и энергия ГДР в возбужденных ядрах совпадают с соответствующими значениями для ГДР, построенных на основных состояниях, значение параметра A/a составляет, по-видимому, примерно (8 ± 1) МэВ. Недавние исследования распада систем с $A \sim 160$ [94] и $A \sim 180$ [95, 96] путем эмиссии частиц указывают на то, что параметр A/a изменяется от $\sim 8,0$ — $9,5$ МэВ при сравнительно невысоких энергиях возбуждения ($T \leq 3$ МэВ) до 10—13 МэВ при энергиях возбуждения ~ 400 МэВ (рис. 9). Измерение A/a с помощью «кристаллического шара» (Гайдельберг) дало значение $(8,8 \pm 1,3)$ МэВ для ядра ^{155}Er со спином $\sim 52 \hbar$ при низкой температуре [93]. Теоретические расчеты [97, 99] находятся в качественном

согласии с наблюдаемым уменьшением параметра a при увеличении энергии возбуждения.

Из приведенного выше краткого рассмотрения ясно, что с вычислениями плотности уровней все еще связано много неопределенностей. К счастью, в расчетах по статистической модели требуются лишь отношения плотности уровней для канала деления и канала эмиссии частиц. Кроме того, из формулы (6) можно видеть, что значения энергий, для которых вычисляются плотности уровней в каналах деления и эмиссии частиц, обычно различаются не слишком сильно. В противном случае из-за очень сильной энергетической зависимости плотности уровней отношения типа Γ_f/Γ_v были бы либо

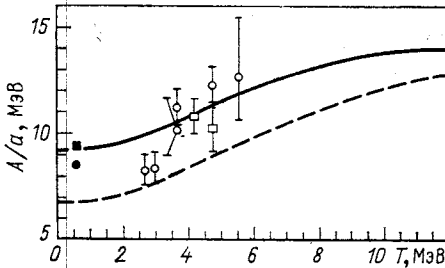


Рис. 9. Зависимость обратного параметра плотности уровней A/a от температуры T :

открытые квадраты и круги — результаты Нейбиа и др. [94] для $A \approx 160$ и Хилшера и др. [95, 96] для $A \approx 180$ соответственно; закрытые символы — средние значения A/a при низких энергиях возбуждения, полученные Дилгом и др. [71]; сплошная и пунктирная кривые — результаты теоретических расчетов [97]. (Рисунок из работы [96].)

крайне малы, либо крайне велики и, следовательно, почти не представляли интереса с точки зрения анализа экспериментальных данных. Вероятно, по этим причинам чувствительность к виду выражения для плотности уровней невелика, за исключением специальных случаев, и часто удается весьма хорошо описать функции возбуждения для деления в достаточно широком диапазоне энергий бомбардирующих частиц. Однако всегда следует иметь в виду, что в расчеты по статистической модели входит целый ряд различных параметров и что произвольная подгонка одних параметров может легко компенсировать неадекватный выбор других, таких, например, как параметры, содержащиеся в формулах для плотности уровней. Необходимо также учитывать, что модель переходного состояния теряет свою применимость при $T \geq E_f$ [100, 101]. Вместе с тем наши знания о многих параметрах статистической модели значительно расширились в последние годы, и этот процесс продолжается. Поэтому можно надеяться, что многие из отмеченных выше неопределенностей будут устранены или, по крайней мере, значительно уменьшены.

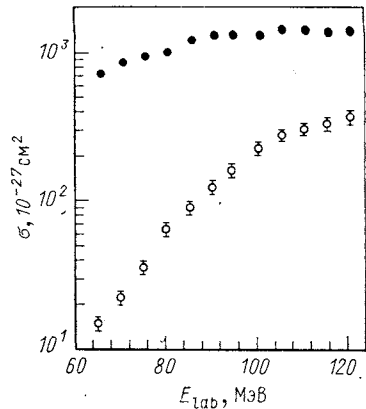
Сечения слияния и распределения по угловому моменту. Расчетные сечения деления чувствительны к значению полного углового момента J , в особенности для легких компаунд-систем, для которых $E_f(0) \gg B_v$. Поэтому они чувствительны как к полному сечению слияния σ_{fus} , так и к распределению принятому для парциальных сечений $\sigma_{fus}(L)$. Отметим, что в программах для расчетов по статистической модели обычно используется J , равное квантовому числу

Рис. 10. Функции возбуждения для полного слияния (черные точки) и неполного слияния (светлые) в реакции $^{12}\text{C} + ^{160}\text{Gd}$. (Рисунок из работы [116].)

орбитального углового момента L . Для больших угловых моментов это является хорошим приближением.

Как показали многочисленные измерения последних лет, сечения подбарьерного слияния обнаруживают сильные отклонения от предсказаний, основанных на простых вычислениях проницаемости одномерного кулоновского барьера. Эти отклонения зависят от деформации партнеров реакции слияния, или их жесткостей относительно деформации, а также от эффектов передачи частиц между партнерами; другими словами, отклонения во многом определяются структурными факторами. Существенно также то, что здесь мы имеем дело с проблемой многомерного барьера. Подбарьерному слиянию посвящены недавние обзоры [102—109]. Хотя качественное понимание отклонений в сечениях подбарьерного слияния, по-видимому, достигнуто, количественное теоретическое описание пока отсутствует; даже если бы оно имелось, оно было бы очень сложным. Поэтому в расчеты по статистической модели необходимо вводить **измеренные** сечения слияния; использование глобальных полуэмпирических приближений, таких, как модель Басса [110], является ненадежным даже в случае легких бомбардирующих частиц. В случае более массивных налетающих частиц, т. е. более симметричных сливающихся систем, во внимание должны быть приняты динамические эффекты [111—115]. Сечение слияния обычно принимают равным сумме сечения деления и сечения образования продуктов испарения.

При энергиях бомбардирующих частиц E , превышающих некоторое пороговое значение (обычно порядка 10 МэВ/нуклон), наблюдаются реакции неполного слияния; их вероятность увеличивается с ростом E . Отметим, однако, результат работы [116], в которой для трех реакций неполного слияния, вызываемых ионами ^{12}C , было установлено отсутствие порогового значения энергии (рис. 10). Реакции неполного слияния могут сопровождаться предравновесной эмиссией частиц; «предравновесные» частицы испускаются преимущественно в направлении пучка бомбардирующих ионов, и их энергии гораздо больше по сравнению с тем, что ожидается в случае эмиссии частиц из равновесных систем. Известен также тип реакций неполного слияния, в которых захватывается только часть более легкого партнера; эти реакции иногда называют массивными передачами. Для описания реакций неполного слияния был предложен целый ряд тео-



ретиических подходов, однако ни один из них не является полностью удовлетворительным. Поэтому с реакциями неполного слияния могут быть связаны некоторые неопределенности в анализе экспериментальных данных о делении с помощью статистической модели, в особенности при $E \gtrsim 10$ МэВ/нуклон. Реакции неполного слияния обсуждаются в ряде обзоров и статей [96, 116—123].

Распределения компаунд-ядер по угловому моменту подвержены влиянию тех же факторов, которые вызывают «аномалии» в сечениях подбарьерного слияния. Например, с классической точки зрения очевидно, что столкновение сферической бомбардирующей частицы с ядром-мишенью, обладающим деформацией типа вытянутого сфероида, будет приводить к более размытому распределению по угловому моменту по сравнению с резко обрезанным (треугольным) распределением в случае сферического ядра-мишени. Кроме того, в случае деформированного ядра-мишени реакция будет иметь место при более низких энергиях, поскольку кулоновский барьер на концах вытянутой конфигурации ниже, чем в случае сферического ядра-мишени. Однако точная связь между распределением $\sigma_{\text{fus}}(L)$ и σ_{fus} остается неясной. В ранних работах для $\sigma_{\text{fus}}(L)$ использовалось классическое (треугольное) распределение с резким краем, которое является совершенно неадекватным для систем с низкой делимостью. Позже для определения $\sigma_{\text{fus}}(L)$ использовалось [21] приближение параболического барьера с учетом эффектов деформации по методу Ваза и Александера [124]. Однако в последнее время стало принято использовать произвольно выбранное выражение типа распределения Ферми [26, 28, 44, 125—129]:

$$\sigma_{\text{fus}}(L) = \pi \lambda^2 (2L + 1) T_L = \frac{\pi \lambda^2 (2L + 1)}{1 + \exp[(L - L_0)/\delta L]}, \quad (13)$$

в котором параметр δL задает диффузность распределения, а L_0 определяется сечением слияния σ_{fus} . Теоретически оснований для этого выражения нет, и использование, например, распределения с гауссовским, а не с экспоненциальным спадом приводит к значительным отличиям для легких систем, таких, как ^{188}Yb [125] (см. рис. 24 в разд. 2). Кроме того, нет оснований выбирать δL независимым от энергии бомбардирующих частиц E , как это обычно делают. Простые модели слияния, такие, например, как модель нулевых колебаний (МНК) [130], учитывающая коллективные возбуждения ядра-мишени и бомбардирующей частицы, а также ряд недавних измерений [131, 132] указывают на то, что δL зависит от E [133].

Коэффициенты трансмиссии. Пользуясь принципом детального равновесия, можно показать, что ширина эмиссии частицы p определяется выражением [47]

$$\Gamma_p = \frac{1}{2\pi\rho(E_x)} \int_{\epsilon_p=0}^{E_x - B_p} \rho(E_x - B_p - \epsilon_p, J) \sum_{S=|j-s|}^{j+s} \sum_{L=|J-S|}^{J+S} T_L(\epsilon_p) d\epsilon_p \quad (14)$$

где E_x и J — энергия возбуждения и спин материнского ядра; B_p и ϵ_p — энергия связи в материнском ядре и кинетическая энергия испускаемой частицы, а $T_L(\epsilon_p)$ — коэффициент ее трансмиссии. Величины $T_L(\epsilon_p)$ относятся к частицам с энергией ϵ_p , падающим на ядро с энергией возбуждения $E_x - B_p - \epsilon_p$. Значения этих величин не могут быть определены экспериментально, поэтому обычно в программах для расчетов по статистической модели их аппроксимируют коэффициентами трансмиссии оптической модели $T_L^{\text{OM}}(\epsilon_p)$, найденными из условия наилучшего описания данных по упругому рассеянию. Однако коэффициенты $T_L^{\text{OM}}(\epsilon_p)$ соответствуют частицам, рассеянным на ядрах в их основных состояниях, и к тому же отвечают полному сечению реакции, а не сечению слияния, как это должно было бы быть. Последнее обстоятельство вряд ли может приводить к серьезным ошибкам в случае легких частиц ($A \leq 4$), эмиссия которых наиболее вероятна (вместе с тем см. обсуждения в работах [123, 134]). Однако ошибки могут возникнуть из-за того, что горячие вращающиеся ядра, возможно, являются более «диффузными», чем ядра в основном состоянии, и имеют деформацию, отличающуюся от деформации основного состояния (см., например, работы [135, 136], в которых содержатся указания на значительную деформацию горячих вращающихся ядер вблизи ^{200}Pb ; см. также работу [137]). Из-за снижения кулоновских барьеров отличие в деформации оказывало бы более сильное влияние на эмиссию заряженных частиц, чем на эмиссию нейтронов [55, 138, 139]. Экспериментальные указания на существенное снижение барьеров имеются [94, 140—145], однако в деталях этот эффект остается не вполне понятным. Очевидно, что вопрос о коэффициентах трансмиссии частиц заслуживает большего внимания и нуждается в дальнейшем исследовании.

При рассмотрении деления, которое из-за большой приведенной массы является более «классическим» процессом по сравнению с эмиссией легких частиц, коэффициент трансмиссии обычно выбирают равным единице выше барьера и равным нулю — ниже барьера; для деления под действием тяжелых ионов это приближение представляется вполне адекватным.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ

Экспериментальные методы. Методы, используемые в экспериментах по измерению функций возбуждения для деления и образования продуктов испарения и изучению угловых распределений осколков деления, обычно являются достаточно стандартными. Осколки деления, как правило, идентифицируют измерением их полной энергии E и удельных потерь энергии ΔE (метод $\Delta E/E$), или методом измерения E и времени пролета, или комбинацией обоих методов. Полные энергии обычно измеряют кремниевыми полупроводниковыми детекторами, а ΔE — газовыми ионизационными камера-

ми. При изучении деления под действием тяжелых бомбардирующих частиц могут возникать трудности, связанные с необходимостью дискриминации осколков деления от продуктов реакций глубоко-неупругих передач. В ряде случаев угловые распределения осколков деления определялись путем «off-line» измерений КХ-излучения осколков, собранных на сборники [146, 147]. Преимущества этого метода по сравнению с другими состоят в том, что, во-первых, он позволяет провести измерения для углов, очень близких к 0 и 180°, и это важно, а во-вторых, здесь достигается очень высокое разрешение по Z . Однако значения Z , определяемые таким образом, относятся не к первичным осколкам деления, а к осколкам после β -распада. Продукты испарения могут быть идентифицированы по времени пролета или с помощью «on-line» масс-сепараторов.

Методика изучения характеристик нейтронов, испускаемых до деления, является, вероятно, менее известной. Здесь используется тот факт, что интенсивность нейтронов, испускаемых осколками деления (скорость которых сравнима со скоростью нейтронов), сильно коррелирует с направлением движения осколков, в то время как интенсивность нейтронов, испускаемых сравнительно медленно движущейся компаунд-системой, лишь слабо коррелирует с направлением пучка бомбардирующих частиц. Схематически эта методика показана на рис. 11. Нейтроны регистрируются в совпадении с осколками, и измеряется время пролета нейтронов. За счет кинематической фокусировки интенсивность нейтронов, испускаемых осколками деления, гораздо выше под углом 0° к направлению движения осколков, чем под углом 90°. Пользуясь итерационным алгоритмом, спектры скоростей нейтронов можно разложить на две компоненты, одна из которых соответствует нейтронам, испускаемым до деления (v_{pre}), а другая — нейтронам, испускаемым после (т. е. из осколков) деления (v_{post}); пример такого анализа показан на рис. 12. В этом анализе принято, что нейтроны испускаются либо из медленно движущейся компаунд-системы, либо из полностью ускоренных осколков. Строго говоря, это не вполне верно, ибо некоторая часть нейтронов испускается в процессе ускорения осколков [148]. Этот эффект необходимо учитывать при сравнении экспериментальных данных с расчетами по статистической модели. Соответствующие поправки оказываются небольшими, за исключением случая очень тяжелых делящихся систем, таких, как ^{251}Es [148], для которых выигрыш в потенциальной энергии при переходе от седловой точки к точке разрыва весьма велик. Некоторые авторы [36, 37, 41], проводившие измерения при энергиях бомбардирующих частиц значительно выше кулоновского барьера, использовали более сложные варианты расположения детекторов, не ограничиваясь размещением последних лишь в плоскости, перпендикулярной к направлению пучка. При высоких энергиях необходимо проводить измерения под равными углами к направлению пучка с тем, чтобы выявить наличие предравновесной эмиссии нейтронов и соответствующим образом учесть ее.

Угловые распределения осколков деления. Угловые распределения осколков обычно обсуждают в рамках теории переходного состояния [6]. Если вращающиеся компаунд-ядра образованы в реакции между партнерами с нулевыми спинами, то векторы их полного

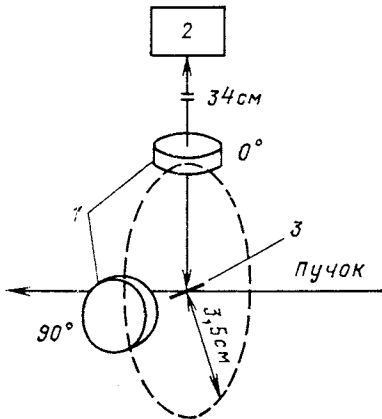


Рис. 11. Схема эксперимента по изучению эмиссии нейтронов, предшествующих делению:

1 — детекторы осколков; 2 — детектор нейтронов; 3 — мишень

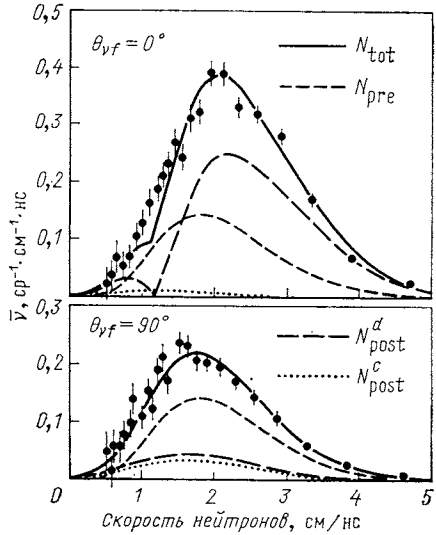


Рис. 12. Спектры скоростей нейтронов, измеренные под углами θ_{vf} , равными 0 и 90° к направлению движения осколков деления для реакции ^{19}F (115 МэВ) + ^{159}Tb . Наряду с суммарными спектрами (N_{tot}) показаны спектры скоростей нейтронов, испускаемых до деления (N_{pre}), а также спектры скоростей нейтронов, испускаемых детектируемым осколком (N_{post}^d) и сопряженным ему осколком (N_{post}^c). (Рисунок из работы [44].)

углового момента (\mathbf{J}) лежат в плоскости, перпендикулярной к направлению пучка, т. е. $M = 0$ (рис. 13, а). Простое классическое жидкокапельное рассмотрение дает возможность предположить, что компаунд-ядра делятся в плоскости, перпендикулярной к \mathbf{J} . Поэтому если времена жизни компаунд-ядер велики по сравнению с их периодами вращения, то вероятность их деления под углом θ не зависит от θ . Она не зависит также от азимутального угла ϕ , так что вероятность наблюдения осколка в интервале $d\theta d\phi$ есть $d\theta d\phi/2\pi^2$. Следовательно, угловое распределение осколков $W(\theta)$ определяется выражением

$$W(\theta) d\Omega = W(\theta) \sin \theta d\theta d\phi = d\theta d\phi/2\pi^2, \quad (15)$$

т. е. $W(\theta) \propto 1/\sin \theta$. Угловые распределения, приближающиеся к виду $1/\sin \theta$, наблюдаются при очень больших J , однако при

меньших J подъем $W(\theta)$ вблизи $\theta = 0$ является гораздо менее сильным.

Нет причин, по которым проекция углового момента на ось деления (K) должна быть равна нулю; хотя коллективное вращение вокруг оси симметрии ядра (оси деления) не может иметь места, угловой момент $K\hbar$ может быть связан с внутренними возбуждениями. В таком случае угловой момент $R\hbar$, инициирующий деление ядерной капли, уже не перпендикулярен к оси деления, а наклонен к ней

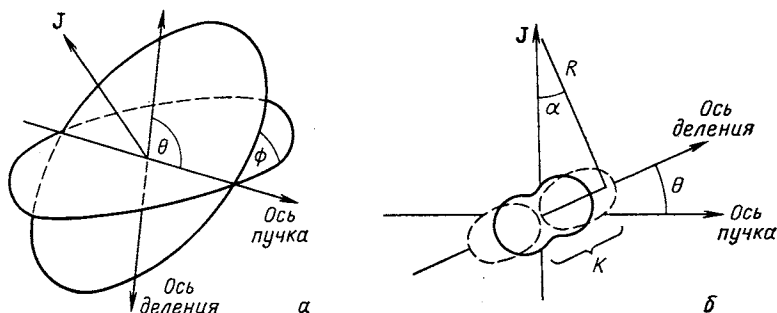


Рис. 13. Схематическое изображение деления ядра в плоскости, перпендикулярной к J под углами θ , ϕ к оси пучка (а) и иллюстрация наклона осей вращения и деления, обусловленного наличием компоненты углового момента $K\hbar$ вдоль оси деления (б): сплошной и пунктирной кривыми показаны формы делящегося ядра в седловой точке и точке разрыва

под углом $\alpha \sim K/J$ (рис. 13, б). Одно следствие этого состоит в том, что поведение $W(\theta)$ является менее резким, чем $1/\sin \theta$. Другим следствием является зависимость барьера деления не только от J , но и от K . Последний эффект, вообще говоря, следовало бы также включать в расчеты по статистической модели, хотя он, по-видимому, и не является очень существенным [149]. Обозначая \mathcal{Y}_{\parallel} и \mathcal{Y}_{\perp} моменты инерции ядра относительно оси симметрии и относительно перпендикулярной к ней оси, выражение для вращательной энергии ядра можно записать в виде

$$E_{\text{rot}}(J, K) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{Y}_{\perp}}(J^2 - K^2) + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{Y}_{\parallel}}K^2 = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{Y}_{\perp}}J^2 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{Y}_{\text{eff}}}K^2, \quad (16)$$

где

$$\mathcal{Y}_{\text{eff}}^{-1} = \mathcal{Y}_{\parallel}^{-1} + \mathcal{Y}_{\perp}^{-1}. \quad (17)$$

Заметим, что для сферы эффективный момент инерции $\mathcal{Y}_{\text{eff}} = 0$. Если степень свободы, связанная с K , находится в равновесии, то при температуре T имеется распределение величин K , примерно пропорциональное $\exp[\hbar^2 K^2 / 2\mathcal{Y}_{\text{eff}} T]$, т. е. гауссово распределение по K с максимумом при $K = 0$ и дисперсией

$$K_0^2 = T\mathcal{Y}_{\text{eff}}/\hbar^2. \quad (18)$$

Чтобы рассчитать угловое распределение осколков, обычно предполагают, что в некоторой «переходной» точке на пути к делению распределение по K становится равновесным и затем на всем дальнейшем пути оно остается «замороженным». До недавнего времени в качестве такой переходной точки (или переходного состояния), как правило, выбирали седловую точку, поскольку последняя является точкой равновесия (хотя и неустойчивого) на поверхности потенциальной энергии, а также потому, что время спуска от седловой точки к точке разрыва (τ_{ss}) было принято считать очень коротким. Однако результаты, полученные в последнее время (см. заключительные параграфы разд. 2), указывают на то, что $\tau_{ss} \sim 10^{-20}$ с (т. е. гораздо больше, чем предполагалось ранее), тогда как для времени релаксации степени свободы, связанной с K , также принимают $\sim 10^{-20}$ с [146, 150, 150а]. Поэтому вполне вероятно, что эффективное переходное состояние может находиться между седловой точкой и точкой разрыва [151, 152] или, в предельном случае, даже совпадать с точкой разрыва. Возможно также, что в некоторых случаях равновесное распределение по K не достигается вообще.

Если предположить, что ось разделения совпадает с осью симметрии в точке разрыва, то вид выражения для углового распределения осколков не зависит от того, где находится переходное состояние. Для заданного значения J угловое распределение зависит только от параметра $p = \hbar^2 J^2 / (4 \mathcal{Y}_{\text{eff}} T) = (J/2 K_0)^2$; чем больше p , тем ближе форма углового распределения к $1/\sin \theta$. Полное угловое распределение осколков получают путем усреднения, с соответствующими весами, парциальных угловых распределений для всех значений J , дающих вклад в деление; примеры расчетных угловых распределений показаны на рис. 14. Разумеется, значения \mathcal{Y}_{eff} и T зависят от положения переходного состояния и величины J . Значение \mathcal{Y}_{eff} в седловой точке можно рассчитать с помощью МВЖК или МВКР, а значение \mathcal{Y}_{eff} в точке разрыва можно оценить, сделав определенные предположения о форме системы (см., например, рис. 13, б). Очевидно, что \mathcal{Y}_{eff} уменьшается при смещении эффективного переходного состояния по направлению к точке разрыва. Температуру T в седловой точке можно рассчитать, исходя из тепловой энергии возбуждения в этой точке с учетом возможной эмиссии частиц на стадии до достижения системой седловой точки. Менее ясно, как оценить T в тех случаях, когда эффективное переходное состояние находится за седловой точкой, поскольку здесь энергия деформации количественно известна недостаточно хорошо и, кроме того, за седловой точкой может иметь место дальнейшая эмиссия частиц; оба этих обстоятельства зависят от деталей динамики деления.

Фрайфельдер и др. [152] провели сравнение экспериментальных данных [154] о зависимости K_0^2 от температуры T с результатами расчетов по двум версиям модели переходного состояния, в одной из которых в качестве переходного состояния принята седловая точка (модель ПССТ), а в другой — точка разрыва (модель ПСТР). Из

рис. 15 ясно, что эмпирические значения K_0^2 лежат между расчетными значениями, полученными в двух крайних предположениях. В модели ПССТ расчетные значения обнаруживают большой разброс, поскольку для седловой точки, в отличие от точки разрыва, χ_{eff} сильно зависит от Z^2/A и J (см. рис. 3). Хотя по характеру разброса

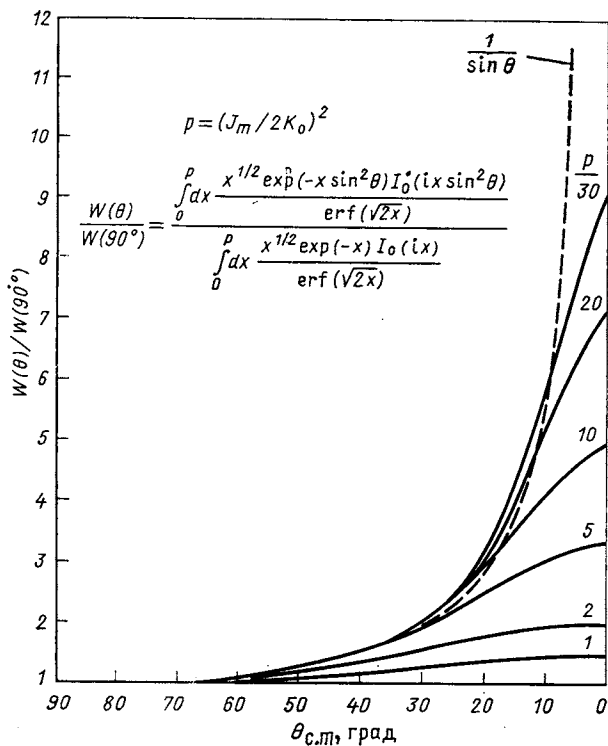


Рис. 14. Расчетные полные угловые распределения осколков деления, полученные усреднением парциальных угловых распределений с использованием классического (треугольного) распределения компаунд-ядер по угловому моменту J от $J = 0$ до максимального значения $J = J_m$. (Рис. из работы [153].)

В формуле, приведенной на рисунке, I_0 — функция Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента. (Примеч. ред.)

точек модель ПСТР лучше соответствует эмпирическим данным, предсказываемые ею абсолютные значения K_0^2 значительно занижены. Это дает возможность предположить, что (если равновесие по K достигается) форма системы в эффективном переходном состоянии должна быть более компактной, чем в точке разрыва.

В целом представляется, что для реакций, в которых угловые моменты не очень велики, а температура компаунд-ядра много меньше высоты барьера деления, модель ПССТ дает, по-видимому, приемле-

мое описание угловых распределений осколков деления [6, 155]. Однако в области более высоких угловых моментов наблюдаемые значения угловой анизотропии деления остаются приблизительно постоянными, в то время как по предсказаниям модели ПССТ они должны падать, поскольку при $E_f(J) \approx 0$ форма системы в седловой точке близка к сферической и, следовательно, $\chi_{\text{eff}}^{-1} \approx 0$ и $p \approx 0$. Разумеется, модель ПССТ теряет свой смысл при $E_f(J) = 0^*$, и даже

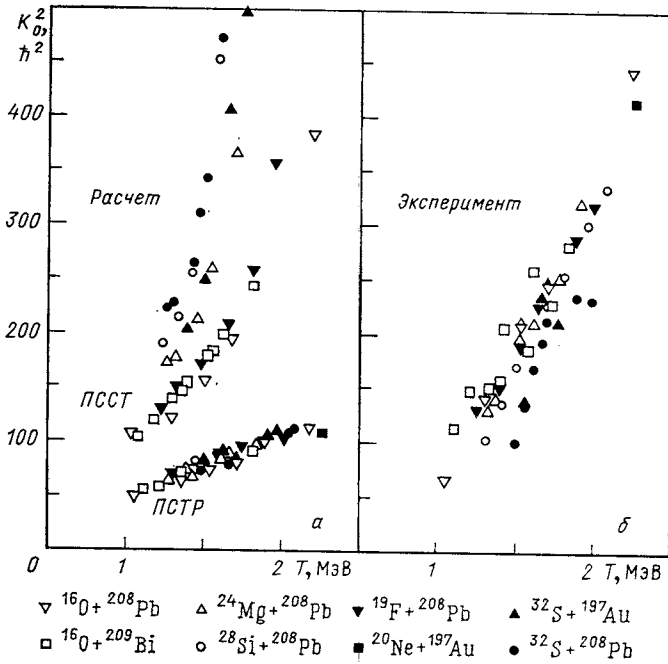


Рис. 15. Зависимость K_{Dy}^2 от температуры системы T :

a — предсказания стандартной модели переходного состояния (ПССТ) и модели с переходным состоянием в точке разрыва (ПСТР); b — экспериментальные результаты для компаунд-ядер с $Z^2/A > 36$ и средневекторными угловыми моментами $J_{\text{rms}} > 30$; в качестве T использованы средние значения, рассчитанные для моделей ПССТ и ПСТР. (Рисунок из работы [152].)

при $T > E_f(J)$ ее применимость вызывает сомнения [100, 101]. С другой стороны, модель ПСТР предсказывает более высокие значения угловой анизотропии деления по сравнению с наблюдаемыми в экспериментах.

Недавнее обнаружение сильной (значительно превышающей предсказания модели ПССТ) угловой анизотропии деления в реакциях под действием высокоэнергетических тяжелых ионов с массами $A \geq 20$ [154, 156–162, 162a] вызвало большой интерес и многочислен-

* См. также комментарии Плазила в работе [282]. — *Примеч. ред.*

ные дискуссии. В связи с этим в ряде работ [163—166] были развиты модели, опирающиеся на подход Эриксона [62], в которых определяющая роль отводится точке разрыва, но, в отличие от стандартной теории угловых распределений, ось разделения не связывается жестко с осью симметрии системы, а допускается трехмерная геометрия распада на осколки, как и при статистическом распаде путем эмиссии легких частиц. По сравнению с результатами расчетов в модели ПССТ, предсказания моделей с трехмерной геометрией разделения гораздо лучше согласуются с экспериментальными данными для обсуждаемых реакций, однако, как показывает рис. 16, эти модели не дают правильного описания энергетической зависимости K_2^2 . В связи с рассматриваемой проблемой Александр [151] отмечает следующее логическое несоответствие: «... если при высоких энергиях возбуждения и угловых моментах возникающие осколки деления имеют достаточно времени и гибкости (flexibility) для достижения теплового равновесия, даже на столь поздней стадии, как в точке разрыва, и столь совершенного, что заполняется трехмерное пространство, то почему они не имеют времени и гибкости для достижения этого при низких энергиях возбуждения и угловых моментах?»

Другой подход [147, 154, 160, 167] к проблеме сильной анизотропии деления при высоких угловых моментах основан на предположении о том, что в случае бомбардирующих частиц с $A > 20$ по крайней мере часть сечения «деления» обусловлена реакциями, минующими стадию компаунд-ядра, т. е. не приводящими к образованию составных систем, форма которых была бы более компактной, чем форма в седловой точке. Тем не менее эти прямые реакции, названные квазиделением [111, 168] или быстрым делением [169—172], протекают достаточно медленно, так что приближенное уравнивание степеней свободы, связанных с энергией и масс-асимметрией в них достигается.

Вышеупомянутый подход можно понять на основе макроскопической динамической модели слияния, предложенной Святецким [111, 114, 173]. В этой модели предполагается, что динамическая эволюция системы двух сталкивающихся ядер может быть описана с помощью последовательности фигур типа двух заряженных сфер, соединенных конической шейкой. Используются классические уравнения движения, а коэффициенты трения определяются на основе теории однотельной диссипации [174] (см. также разд. 3). Оба ядра, моделируемые жидкими каплями с резко очерченными поверхностями, остаются неизменными до тех пор, пока не происходит их касание, т. е. не достигается **контактная конфигурация**; последняя подобна конфигурации, связанной с кулоновским барьером. Затем в игру вступает степень свободы, связанная с образованием шейки, и здесь важное значение приобретает конфигурация системы в так называемой **условной седловой точке**, т. е. в седловой точке, найденной при условии замороженной масс-асимметрии системы (равной начальной масс-асимметрии партнеров реакции). **Безусловная седловая**

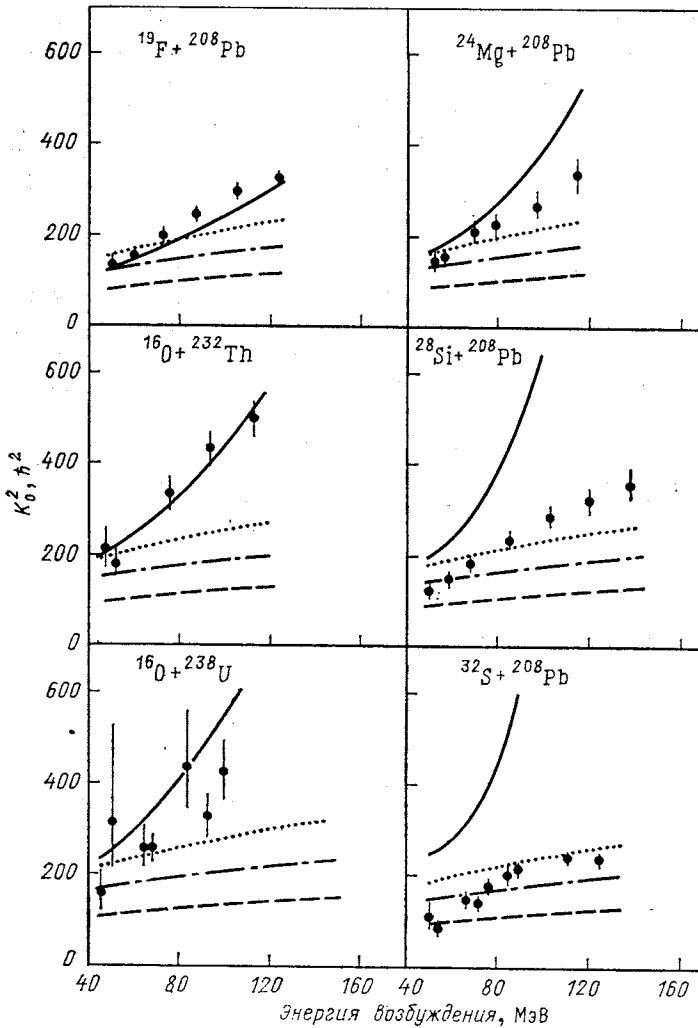


Рис. 16. Сравнение зависимостей K_0^2 от энергии возбуждения, извлеченных из экспериментальных данных об угловой анизотропии осколков для ряда делящихся систем, с предсказаниями модели ПСТР (сплошные кривые) и модели ПСТР (штриховые кривые). Штрихпунктирной и пунктирной кривыми показаны предсказания моделей [163] и [165] соответственно, допускающих трехмерную геометрию разделения. (Рисунок из работы [154].)

точка есть обычная седловая точка для деления компаунд-ядра, соответствующая в большинстве случаев масс-симметрии. Если начальная энергия системы сталкивающихся ядер является достаточной и условная седловая точка преодолена, то силы трения «захватывают» систему; степень свободы, связанная с масс-асимметрией,

размораживается и в результате движения массы образуется моноядро; в противном случае система взаимодействующих ядер весьма быстро разделяется, сохраняя в среднем начальную масс-асимметрию (глубокоупругое рассеяние). В реакциях с не слишком массивными бомбардирующими частицами контактная конфигурация является более компактной, чем конфигурация в условной седловой точке, и в этом случае моноядро образуется «автоматически». В случае более массивных бомбардирующих частиц это не так, поскольку конфигурация системы в условной седловой точке оказывается компактнее, чем конфигурация двух ядер в контакте, и поэтому для преодоления условной седловой точки кроме энергии кулоновского барьера требуется добавочная кинетическая энергия $E_{e.p}$ (extra push). Преодоление условной седловой точки и образование моноядра не обязательно означает, что и компаунд-ядро также будет образовано; для образования компаунд-ядра необходимо преодолеть безусловную седловую точку. В тяжелых системах для преодоления безусловной седловой точки может потребоваться добавочная энергия $E_{e.e.p}$ (extra-extra-push), превышающая $E_{e.p}$ [115]. Если превышение энергии над кулоновским барьером таково, что оно находится между $E_{e.p}$ и $E_{e.e.p}$, то моноядро может существовать достаточно долго и может достигаться приближенное уравнивание массовой и энергетической степеней свободы, обуславливающее процесс квазиделения или быстрого деления. Модель, подобная (но не идентичная) модели Святецкого, параллельно развивалась Грегуаром и др. [175] (см. обзор Нго [171], а также работу [176]).

Предсказания простой и физически привлекательной модели Святецкого находят качественные подтверждения в экспериментах [167, 177—179]. Так, «прямой» характер реакций квазиделения в тяжелых системах был продемонстрирован путем наблюдения лево-правой асимметрии в массовых распределениях продуктов, измеренных для фиксированного угла рассеяния [177—179], и наблюдения асимметрии «вперед — назад» в угловых распределениях, измеренных для продуктов фиксированной массы или заряда [146, 147, 150, 180]. Пример таких угловых распределений показан на рис. 17, где можно видеть, что более симметричному разделению на заряды соответствуют угловые распределения, более симметричные относительно 90° . Из данных этого типа можно оценить время релаксации для степени свободы, связанной с наклонами осколков (tilting mode), что дает $\sim (5 - 10) \cdot 10^{-21}$ с [146, 150], а также для степени свободы, связанной с масс-асимметрией, для которой в тяжелых системах получается результат $(5,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-21}$ с [179, 181]. Тот факт, что масс-асимметричное деление обнаруживает память о начальной масс-асимметрии реакции, дает возможность предположить, что промежуточная система сохраняет вид двойной ядерной конфигурации на протяжении всего времени взаимодействия.

Угловые распределения осколков деления обсуждаются также в обзорах [6, 7, 151—153].

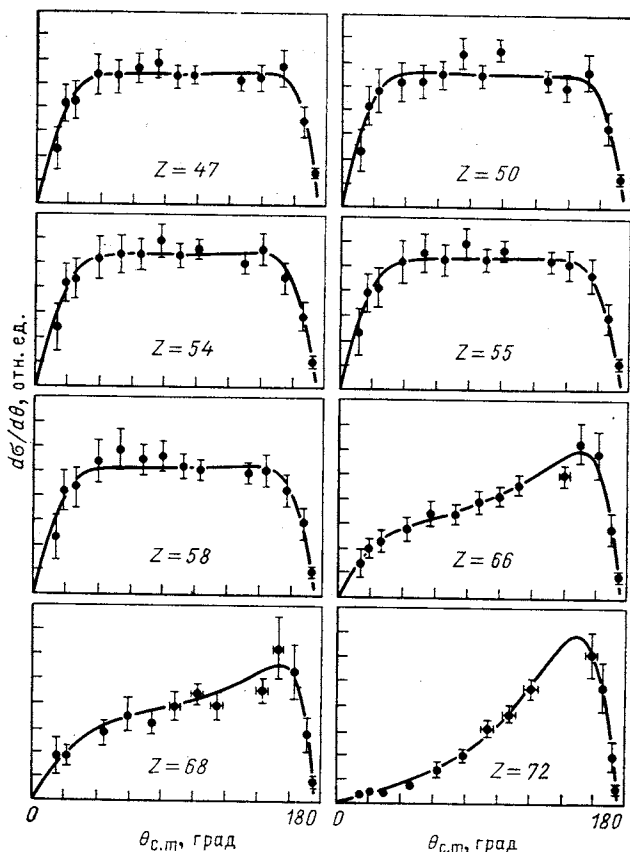


Рис. 17. Угловые распределения осколков деления в системе центра масс для реакции ^{40}Ar (205 МэВ) + ^{208}Pb :

сплошные кривые — результаты теоретического описания данных, допускающего различающиеся значения K^2 вблизи 0 и 180° . (Рисунок из работы [147].)

Угловые моменты осколков деления. Угловой момент, остающийся в осколках деления, можно оценить путем измерения множественности γ -квантов $\langle M_\gamma \rangle$. К сожалению, перевод $\langle M_\gamma \rangle$ в средний полный угловой момент осколков деления $\langle J_T \rangle$ всегда сопряжен с некоторыми трудностями. Связь между $\langle M_\gamma \rangle$ и $\langle J_T \rangle$ зависит от структуры ядра, и для нее использовались различные соотношения. Одно из простых соотношений есть $\langle J_T \rangle = 2 (\langle M_\gamma \rangle - 4)$ и его можно было бы интерпретировать так, что все γ -переходы имеют мультипольность $E2$, за исключением двух статистических γ -квантов на каждый осколок, которые (так же, как и нейтроны) в среднем уносят нулевой угловой момент.

Измерения $\langle M_\gamma \rangle$ в зависимости от отношения масс осколков проводились в работах [177, 182—188], в которых γ -кванты регистрировались системами счетчиков NaI(Tl) в совпадении с осколками деления. Вид зависимости $\langle M_\gamma \rangle$ от отношения масс осколков варьируется от случая к случаю, но изменения $\langle M_\gamma \rangle$ обычно не превышают 15 % ее среднего значения. Однако к настоящему времени установлено, по-видимому, вполне определенно, что в зависимостях $\langle M_\gamma \rangle$ от отношения масс осколков имеют место «провалы», особенно явные в тех случаях, когда оба осколка близки по числу нуклонов к замкнутым оболочкам. Наиболее отчетливо структура такого типа наблюдается в случае $^{19}\text{F} + ^{197}\text{Au}$ [184]. Подобные эффекты наблюдались также при спонтанном делении и делении нейтронами. Вместе с тем остается неясным, возникают ли эти минимумы в $\langle M_\gamma \rangle$ из-за пониженных угловых моментов первичных осколков или из-за структурных особенностей конечных ядер-осколков (образующихся после испарения нейтронов), которые и испытывают γ -распад; возможно, наконец, что обе эти причины дают вклад в наблюдаемый эффект.

Множественность γ -квантов $\langle \bar{M}_\gamma \rangle$, усредненная по всем отношениям масс осколков, которая должна быть относительно нечувствительной к оболочечным эффектам, всегда оказывается больше по сравнению с ожидаемой на основе рассмотрения твердотельного вращения вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии; отметим, что в случае твердотельного вращения для системы двух одинаковых касающихся сферических осколков $\langle J_T \rangle = (2/7) \langle J_{\text{tis}} \rangle$, где $\langle J_{\text{tis}} \rangle$ — среднее значение J для деления. Для интерпретации экспериментальных данных такого сорта обычно используют простую статистическую модель [189, 190], в которой разрывную конфигурацию представляют в виде двух касающихся жидкокапельных сфер и предполагают, что в этой упрощенной точке разрыва достигается тепловое равновесие коллективных мод, несущих угловой момент, таких, как изгибы разного типа, наклоны, закручивания (так называемые *wriggling, tilting, bending and twisting modes*). Возбуждение этих мод увеличивает $\langle J_T \rangle$ по сравнению с его значением для твердотельного вращения. Это увеличение тем больше, чем тяжелее система, поскольку более высокий момент инерции облегчает возбуждение обсуждаемых коллективных мод; такая особенность, по-видимому, подтверждается экспериментальными данными [184]. Однако значения $\langle \bar{J}_T \rangle$, предсказываемые моделью, как правило, слишком велики. Это может быть обусловлено простотой модели и/или тем обстоятельством, что рассматриваемые коллективные моды не достигают полного равновесия в точке разрыва.

Другой подход, основанный на регистрации дискретных γ -квантов, использовался при изучении реакции деления под действием частиц ^{19}F (120 МэВ) на «толстой» мишени из ^{197}Au в работе [191], где наблюдались γ — γ -совпадения в системе, состоящей из восьми

германиевых детекторов с антикомптоновской защитой и 14 детекторов ВГО. Были определены схемы распада для 30 четно-четных продуктов деления и множественности $\langle m_i \rangle$ для отдельных γ -линий. Формы кривых для зависимостей $\langle m \rangle = \langle m_1 \rangle + \langle m_2 \rangle$ и $\langle M_\gamma \rangle$ от отношения масс осколков ($\langle M_\gamma \rangle$) — по данным работ [183, 184]) качественно похожи, и отсюда следует, что на каждый осколок приходится 2,5—3 статистических γ -кванта. Однако появляются также резкие провалы множественности с амплитудами до 10—15% среднего значения, не связанные с замкнутыми оболочками и не проявляющиеся явным образом в измерениях с детекторами NaI. В предположении, что ненаблюдаемая подпитка уровней соответствует прямому заселению посредством статистических γ -квантов, были извлечены средние значения спинов и множественностей во «входных точках» для конечных осколков; средний угловой момент, уносимый каждым статистическим γ -квантом и нейтроном, рассчитывался с помощью программы CASCADE. Исходя из того факта, что множественность нейтронов почти не зависит от отношения масс осколков [183], авторы [191] рассматривают свои результаты как сильное указание на то, что $\langle J_T \rangle$ для горячих первичных осколков значительно изменяется при изменении массы последних. Для интерпретации этих результатов они использовали модель ПСТР, развитую в работе [166], и пришли к заключению, что большую часть изменений $\langle J_T \rangle$ можно объяснить за счет изменения формы осколков в точке разрыва, относя пониженные значения $\langle J_T \rangle$ к околосферическим формам. Если это верно, то отсюда следует, что деформации горячих осколков ($T \sim 1,3$ МэВ) подобны деформациям основных состояний. Данная модель дает значения $\langle \bar{J}_T \rangle$, очень близкие к тем, которые предсказывает упоминавшаяся выше простая статистическая модель, т. е. завышенные по сравнению с наблюдаемыми.

Надлежащее решение проблемы $\langle \bar{J}_T \rangle$ потребует полного динамического расчета с учетом времен релаксации различных коллективных мод; несомненно, что эта проблема тесно связана с проблемой угловых распределений осколков деления. Со временем измерения рассмотренного выше типа могут дать ценную информацию о динамике деления и оболочечной структуре при умеренных температурах.

Анализ экспериментальных данных с помощью статистической модели. Измерения функций возбуждения для реакций деления и слияния проводились в основном с целью определения барьеров деления $E_f(J)$ путем сравнения экспериментальных данных с результатами расчетов функций возбуждения по статистической модели; компьютерные программы, используемые для этих расчетов, обычно содержат в себе алгоритм для вычисления $E_f(J)$ в рамках МВЖК или (в последнее время) МВКР. Подробное описание многих вариантов анализа такого типа можно найти в работах [11, 16, 18, 20—23, 26—28, 55, 56, 58, 61, 123, 125, 129, 138, 192—206, 206a] (см. также литературу, цитированную в этих статьях). При анализе результатов измерений, выполнявшихся до 1982 г., в программах для расчетов

по статистической модели обычно использовалось классическое (треугольное) распределение компаунд-ядер по угловому моменту. Тогда еще не был общепризнанным тот факт, что форма распределения по угловому моменту может оказывать сильное влияние на значения параметров, извлекаемых из анализа, и не была полностью осознана необходимость вовлечения в анализ измеренных сечений слияния. В большинстве случаев статистического анализа варьировались лишь два параметра — отношение a_f/a_v и подгоночный множитель k_f , с помощью которого масштабно изменялись барьеры деления МВЖК. При этом, однако, не всегда понимали, что при скоррелированном изменении a_f/a_v и k_f одинаково хорошее описание данных могло быть достигнуто для широкого диапазона значений этих параметров [21]. Все это приводило ко многим противоречиям в результатах анализа по данным различных работ, и, что более важно, извлекаемым из анализа значениями параметров трудно было придать определенный физический смысл. Хороший обзор этой темы по состоянию на 1984 г. был дан Оганесяном и Лазаревым [9].

Ранние работы (см., например, [18, 21, 194]) показали, что извлекаемые на основе статистического анализа (обычно при $a_f/a_v \approx 1,0$) значения E_f (J) существенно ниже ($k_f \sim 0,5 \div 0,8$) значений, предсказываемых МВЖК, и привели к предположению о том, что это понижение барьеров может быть обусловлено эффектами конечного радиуса действия ядерных сил и эффектами температуры. Исключение составляет работа [198], в которой было найдено, что барьеры деления МВЖК удовлетворяют эмпирическим данным для ядер с $A \approx 200$. Уорд и др. [205] продемонстрировали возможность устранения неоднозначностей в выборе значений скоррелированных параметров a_f/a_v и k_f путем измерений среднего числа нейтронов, испускаемых до деления ($\nu_{\text{рге}}$). Величина $\nu_{\text{рге}}$ сильно зависит от a_f/a_v , но не от k_f ; зависимость парциальных сечений деления на разных ступенях нейтронного испарительного каскада от a_f/a_v показана на рис. 18 для реакции $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$, причем значения k_f подобраны здесь из условия приемлемого описания функций возбуждения для деления. В работе Вигдора и др. [204] указывалось, что $\nu_{\text{рге}}$ можно определить косвенным образом из данных об угловой анизотропии осколков деления, однако этот подход использовался мало.

В работах последнего времени учитывается возможность «диффузного» распределения компаунд-ядер по угловому моменту и тем самым в анализ оказывается вовлеченным третий параметр — параметр диффузности δL , входящий в выражение (13) для $\sigma_{\text{fus}}(L)$. Чтобы в определенной мере избежать усложнений, связанных с третьим параметром и рядом других факторов, Блани и др. [207] предложили измерять и анализировать σ_{ER} в той области, где $\sigma_{\text{fis}} \gg \sigma_{\text{ER}}$, назвав этот подход анализом в области «насыщения». Эту идею качественно иллюстрирует рис. 19, на котором представлено подразделение парциальных сечений реакции σ_L на ряд областей в зависимости от величины L . Предполагается, что область L от 0

до L_3 целиком связана с образованием компаунд-ядра и что большинство компаунд-ядер с $L > L_2$ испытывает деление. В области $L > L_3$ может иметь место примесь любых других каналов реакции. Пунктирные кривые между L_1 и L_2 и между L_3 и L_4 показывают зоны, в которых с ростом L всевозрастающая часть парциальных волн приводит к делению и к процессам, не связанным с образованием

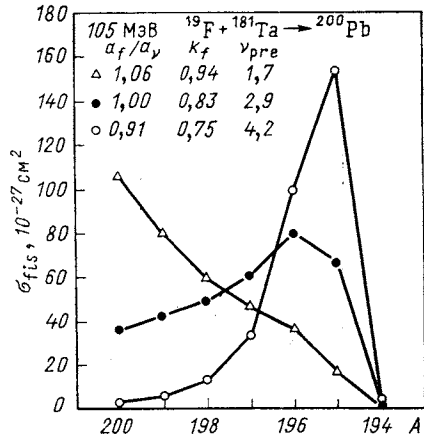


Рис. 18. Расчетные парциальные сечения деления для каждой стадии нейтронного испарительного каскада в реакции ^{19}F (105 МэВ) + ^{181}Ta для трех наборов параметров a_f/a_v и k_f , дающих приемлемое описание полных сечений слияния и деления. Величина ν_{pre} очень чувствительна к набору параметров. Расчеты выполнены с помощью программы МВИ. (Рисунок из работы [205].)

составного ядра, соответственно. Если распределение парциальных сечений действительно таково, как показано на рис. 19, т. е. если σ_{ER} лимитируется только делением компаунд-ядра, то тогда можно написать

$$\sigma_{ER} = \pi\lambda^2 \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) T_L [1 - P_f(L, E_x)], \quad (19)$$

где $P_f(L, E_x)$ — полная вероятность деления. Согласно гипотезе Бора, величина $\sigma_{ER}/\pi\lambda^2$ должна зависеть только от E_x и не должна зависеть от входного канала. Кроме того, при условии $L_3 > L_2$ сечение σ_{ER} не должно зависеть от δL . Результаты анализа, показанные для ряда реакций на рис. 20, по-видимому, подтверждают идею о независимости $\sigma_{ER}/\pi\lambda^2$ от входного канала в случае, когда насыщение достигнуто. Утверждается [207], что статистический анализ данных в области насыщения ($\sigma_{fis} \gg \sigma_{ER}$) гораздо менее чувствителен к выбору коэффициентов трансмиссии для испаряемых частиц и к выбору плотности уровней по сравнению с анализом данных в области низких значений отношения σ_{fis}/σ_{ER} . С другой стороны, по меньшей мере для легких систем, анализ в области насыщения дает возможность зондировать лишь диапазон высоких угловых моментов, в котором $E_f(J) < B_v$. Как считают авторы [207], весьма полезной была бы дальнейшая разработка предложенного ими подхода с использованием более точных экспериментальных данных о σ_{ER} по сравнению с теми, на которые опирались они.

В недавних работах [26—28, 125, 200], посвященных анализу экспериментальных данных в рамках статистической модели, барьеры деления МВЖК были заменены более реалистическими барьерами деления МВКР, а подгоночный множитель k_f не использовался вообще. В большинстве случаев a_f/a_v принималось равным 1,0 или допускались лишь очень малые отклонения a_f/a_v от единицы, а параметр δL вводился как единственный подгоночный параметр. В целом было достигнуто хорошее описание функций возбуждения для деления и намечилась тенденция интерпретировать этот факт как указа-

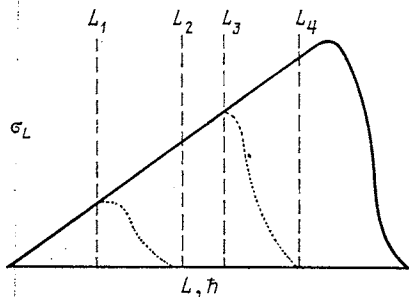


Рис. 19. Схема подразделения каналов реакции, необходимого для выполнения гипотезы о насыщении (см. текст). (Рисунок из работы [207].)

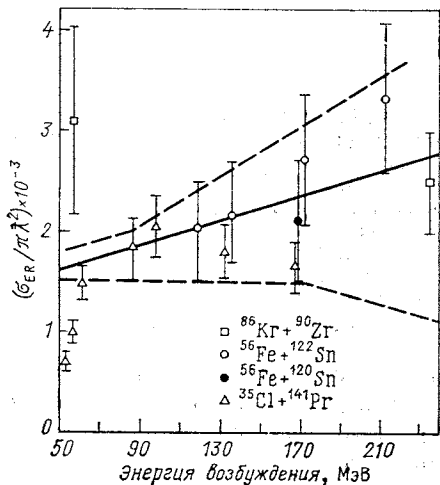


Рис. 20. Величина $\sigma_{\text{ER}}/\pi\lambda^2$ в зависимости от энергии возбуждения для ряда реакций, приводящих к образованию ядер осмия:

сплошная линия — результат расчета $\sigma_{\text{ER}}/\pi\lambda^2$, в котором a_f/a_v определялось согласно Бишопу и др. [79]; верхняя и нижняя штриховые линии показывают изменение результатов расчета при делении и умножении значения a_f на фактор 1,02 соответственно. Три точки при низкой энергии возбуждения не удовлетворяют условию насыщения. (Рисунок из работы [207].)

ние на то, что барьеры деления МВКР весьма точно воспроизводят реальные барьеры деления. Следует, однако, учитывать, что варьирование δL вызывает эффект, в определенной степени подобный масштабному изменению высоты барьера. На рис. 21 дается сравнение ряда расчетных результатов для $\delta L = 0$ и $\delta L = 3,0$. Как следует из расчетов, при $\delta L = 0$ деление наблюдается преимущественно в узкой зоне L вблизи L_{max} , в то время как при $\delta L = 3,0$ оно связано с более протяженной «хвостовой» частью распределения по L и полная вероятность деления в этом случае в 3 раза выше, чем в случае $\delta L = 0$. Если при $\delta L = 0$ зондируется область барьера деления вокруг ~ 13 МэВ, то при $\delta L = 3,0$ зондируемая область смещается к ~ 9 МэВ. На рис. 21 показан также результат использования

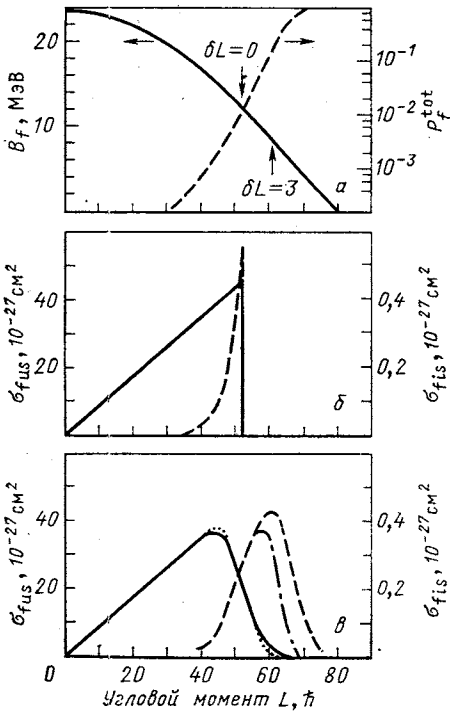


Рис. 21

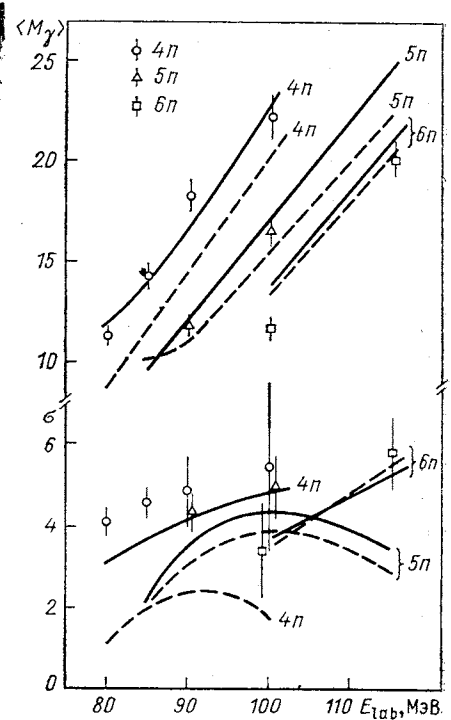


Рис. 22

Рис. 21. Расчетные данные о зависимости парциальных сечений деления $\sigma_{f1s}(L)$ от формы распределения компаунд-ядер по угловому моменту:

a — барьер деления ^{188}Yb , рассчитанный в рамках МВКР, и полная вероятность деления в реакции ^{18}O (104 МэВ) + ^{180}Sm в зависимости от углового момента. Стрелки $\delta L = 0$ и $\delta L = 3$ указывают области зависящего от L барьера деления, которые эффективно зондируются в случаях распределений по угловому моменту $\sigma_{fus}(L)$, показанных ниже; *б* — треугольное распределение парциальных сечений слияния $\sigma_{fus}(L)$ в реакции ^{18}O (104 МэВ) + ^{180}Sm (сплошная кривая) и соответствующее ему распределение парциальных сечений деления $\sigma_{f1s}(L)$ (штриховая кривая); *в* — то же, что в средней части рисунка, но при использовании для $\sigma_{fus}(L)$ распределения Ферми с $\delta L = 3,0$ (сплошная и штриховая кривые) и распределения (20) с $\Delta L = 7,0$ (пунктирная и штрихпунктирная кривые). (Рисунок из работы [125].)

Рис. 22. Средние значения ($\langle M_\gamma \rangle$) и ширины (σ) распределений множественности γ -квантов для реакций ^{159}Tb (^{19}F , xn) с x равным 4, 5 и 6. Показаны также результаты расчетов этих величин с помощью программы PACE для $\delta L = 0$ (штриховые кривые) и $\delta L = 4,4$ (сплошные кривые); значение $\delta L = 4,4$ предсказывается моделью нулевых колебаний для энергий выше кулоновского барьера. Данные для реакции с $x = 4$ наиболее чувствительны к δL , поскольку эта реакция связана с наивысшими реализующимися значениями L . (Рисунок из работы [133].)

распределения

$$\sigma_{\text{fus}}(L) = (1/2) \pi \lambda^2 (2L + 1) \{1 - \text{erf} [(L - L_0)/\Delta L]\}, \quad (20)$$

где $\text{erf}(x)$ — функция ошибок. При $\Delta L = 2,32 \delta L$ это распределение очень близко к распределению Ферми (если $0,2 < T_L < 0,8$), но оно быстрее приближается к своему асимптотическому значению. Кроме того, распределение (20) очень точно воспроизводит [125] распределение по L , которое следует из модели нулевых колебаний (МНК) [130]. Как видно из рис. 21, *в*, весьма незначительная вариация распределения по L приводит к существенному изменению сечения деления.

Выше был рассмотрен случай очень низкой вероятности деления, в то время как чувствительность к δL и к форме распределения по L меньше, когда вероятность деления высока. Ясно, однако, что нельзя получить надежную информацию о барьерах деления, если для описания данных используется произвольная подгонка δL . Необходимо найти методы определения соответствующих распределений по L . К сожалению, прямые экспериментальные методы в настоящее время отсутствуют. Измерения множественности γ -квантов в сочетании с расчетами по статистической модели и некоторыми предположениями могут дать информацию о первом и иногда втором моментах распределений по L в тех случаях, когда деление не является основной модой распада даже вблизи L_{max} [126—128, 133, 208]. Ограниченный набор имеющихся данных этого типа находится в разумном согласии с предсказаниями простых моделей слияния, таких как МНК [130]; соответствующий пример показан на рис. 22.

Недавно Ванденбош и др. [131, 132] извлекли значения среднеквадратичного углового момента для слияния $\langle L^2 \rangle$ из угловых распределений осколков деления, измеренных при околобарьерных и подбарьерных энергиях. Эта связь описывается приближенным соотношением

$$\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} = 1 + \frac{\langle L^2 \rangle}{8K^2}. \quad (21)$$

Сравнение результатов, полученных на основе соотношения (21), с предсказаниями ряда моделей, хорошо описывающих эмпирические данные о σ_{fus} , показало [131, 132], что из анализа угловых распределений осколков деления следуют гораздо более высокие значения $\langle L^2 \rangle$, чем те, которые предсказываются существующими моделями слияния (рис. 23). Ванденбош [155] отмечает, что данные Ноулана и др. [208] и Хааса и др. [127] о множественности γ -квантов для системы $^{80}\text{Se} + ^{80}\text{Se}$ также обнаруживают указания на подобное увеличение $\langle L^2 \rangle$ при околобарьерных энергиях по сравнению с предсказаниями моделей. По всей вероятности, необходимо больше экспериментальных данных, чтобы с уверенностью установить, что это интересное превышение $\langle L^2 \rangle$ действительно имеет место. На данной же стадии исследований, по-видимому, можно заключить, что модели

дают разумные значения δL (или $\langle L^2 \rangle$) при энергиях выше барьера и, вероятно, занижают δL при подбарьерных энергиях. Если это так, то мы можем исключить из рассмотрения те результаты статистического анализа данных о делении, которые требуют значений δL ,

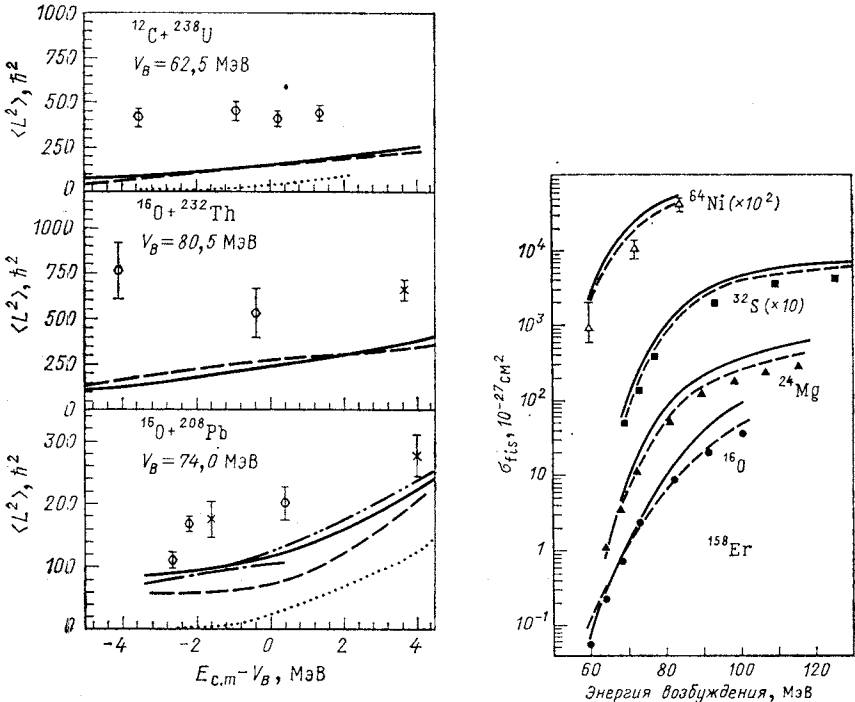


Рис. 23. Сравнение значений $\langle L^2 \rangle$ для слияния, извлеченных из экспериментальных данных об угловой анизотропии осколков деления, с предсказаниями различных моделей:

пунктирные кривые — приближение резкого обрезания; сплошные — предсказания модели Эссенса [130]; штриховые — модели Уонга [209]; штрихпунктирные — модели Пипера и др. [210] и «дважды» штрихпунктирные — модели Удагавы и др. [211]; шестиугольниками показаны эмпирические значения $\langle L^2 \rangle$ из работы [132], крестиками — данные работ [167, 212]. (Рисунок из работы [132].)

Рис. 24. Сравнение расчетных сечений деления σ_{f1s} с экспериментальными данными для составной системы ^{158}Er , образующейся в реакциях под действием бомбардирующих частиц ^{16}O , ^{24}Mg , ^{32}S и ^{64}Ni :

сплошные кривые получены с использованием плотности уровней, вычисленной по модели ферми-газа; штриховые — с использованием плотности уровней, вычисленной микроскопически. (Рисунок из работы [26].)

существенно меньших по сравнению с предсказаниями моделей. Предсказания разных моделей слияния обычно различаются не очень сильно, но все они существенно отличаются от того, что дает приближение резкого обрезания (рис. 23).

Ван дер Плихт и др. [26] провели измерения функций возбуждения для деления компаунд-систем ^{158}Er , ^{186}Os и ^{210}Po , образующихся в реакциях с различными бомбардирующими частицами от ^9Be до ^{64}Ni . Они изучали также деление ядер 204 , 206 , ^{208}Po , образующихся под действием бомбардирующих частиц ^{16}O или ^{18}O . В этих исследованиях для проверки вклада реакций неполного слияния авторы определяли распределения скоростей делящихся систем, но сечения слияния не измеряли, а рассчитывали по модели Басса [110]. При анализе данных в рамках статистической модели с помощью программы RASE они использовали барьеры деления МВКР, выбирали $a_f/a_v = 1,0$ для ^{158}Er и ^{210}Po и $a_f/a_v = 1,015$ для ^{186}Os , принимали $a_v = A/7,5 \text{ МэВ}^{-1}$ и варьировали δL для достижения наилучшего описания функций возбуждения в области низких энергий. Для определения плотности уровней использовалась модель ферми-газа, и наряду с этим проводились также микроскопические вычисления плотности уровней. Ценным преимуществом работы Ван дер Плихта и др. [26] является использование нескольких различных реакций для исследования одной и той же делящейся системы; в таком случае можно надеяться получить статистическое описание данных с использованием для разных реакций одних и тех же значений параметров, за исключением δL . Рисунок 24 иллюстрирует качество описания сечений деления для системы ^{158}Er . Видно, что имеют место значительные отличия расчетных результатов, полученных в двух разных подходах к определению плотности уровней. Значения δL , соответствующие расчетным данным Ван дер Плихта и других, лежат в диапазоне от 0,5 до 6,0, составляя в среднем 1,9, и в большинстве случаев они гораздо меньше того, что можно было бы ожидать на основе МНК.

Леско и др. [28, 200] провели систематические исследования четных делящихся систем $^{170-188}\text{Pt}$, образующихся при бомбардировке четных ядер-мишеней $^{112-124}\text{Sn}$ частицами 58 , ^{64}Ni ; интересно отметить, что нейтронный избыток ($N - Z$) исследовавшихся систем изменяется почти в 2 раза. В экспериментах измерялись как σ_{fis} , так и σ_{ER} . За счет выбора достаточно тяжелых бомбардирующих частиц энергии возбуждения образующихся компаунд-ядер были на 20—50 МэВ ближе к ираст-линии по сравнению с тем, что может быть достигнуто в реакциях с более легкими бомбардирующими частицами. Однако при использовании более симметричных комбинаций частица—мишень возникает трудность, связанная с весьма значительными в этих случаях выходами продуктов глубоконеупругих реакций, которые нелегко дискриминировать от осколков деления. В экспериментах Леско и других дискриминация достигалась измерением массы, заряда, позиции и энергии одного осколка и заряда, позиции и энергии совпадающего с ним второго осколка.

Леско и другие анализировали свои данные с помощью программы CASCADE, использующей МВКР для вычисления барьеров деления и «дроplet»-параметризацию Майерса с вигнеровским членом [78] для

вычисления жидкокапельных масс ядер; утверждалось, что использование масс, вычисленных таким образом, позволяет улучшить описание данных по сравнению с тем, что достигается с более часто

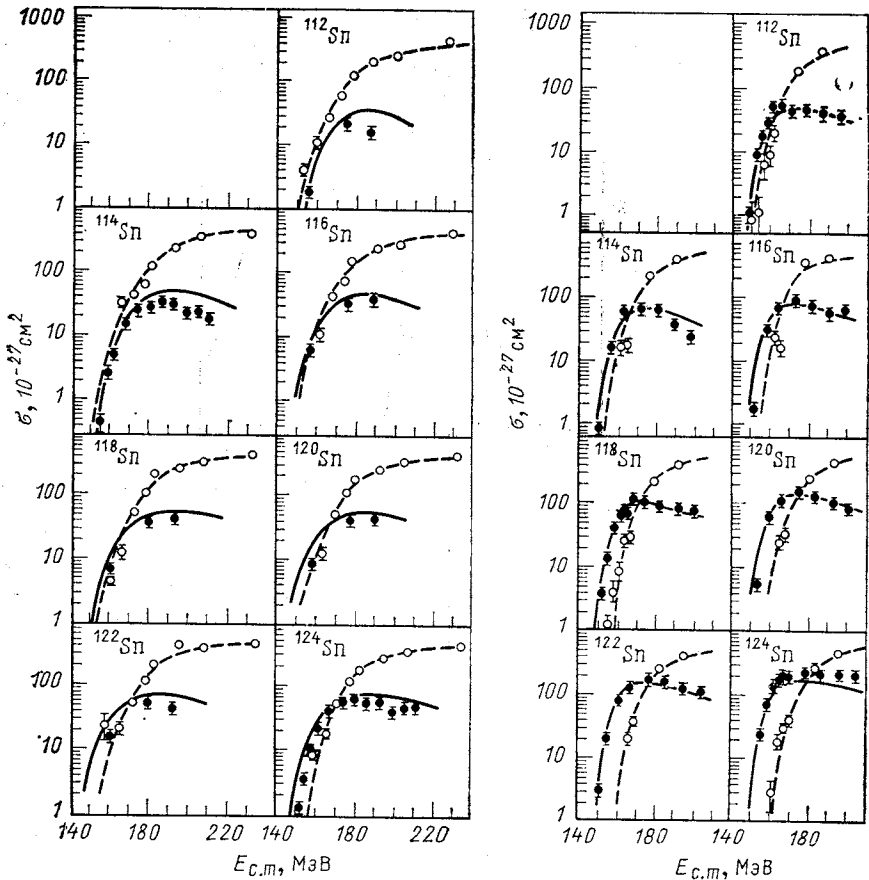


Рис. 25. Сечения деления (светлые точки) и сечения образования продуктов испарения (черные), измеренные для систем $^{58}\text{Ni} + ^{112-124}\text{Sn}$:

штриховыми и сплошными кривыми показаны результаты расчетов сечений в рамках статистической модели. (Рисунок из работы [28].)

Рис. 26. То же, что на рис. 25, но для систем $^{64}\text{Ni} + ^{112-124}\text{Sn}$. (Рисунок из работы [28].)

используемыми массами Майерса и Святецкого [77]. Были выбраны значения $a_1/a_v = 1,0$ и $a_v = A/8 \text{ МэВ}^{-1}$, а δL варьировалось для достижения наилучшего описания **всей** совокупности данных. Результаты анализа, показанные на рис. 25 и 26, являются весьма впечатляющими, в особенности если учесть, что одни и те же значения

параметров использовались во всех 14 случаях. Для δL Леско и другие нашли значение 7,5. Это в 2—3 раза больше, чем δL , рассчитанное на основе МНК при использовании известных значений приведенных вероятностей перехода $B(E\lambda)$ на низколежащие коллективные уровни в ядрах Ni и Sn. Кроме того, чтобы в рамках МНК достичь хорошего описания данных о слиянии, необходимо произвольно увеличивать $B(E\lambda)$ по сравнению с их известными значениями. Как известно, МНК и более усложненные версии метода связанных каналов плохо применимы в случае жестких сферических ядер, таких,

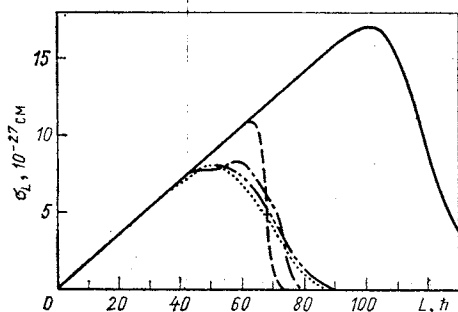


Рис. 27. Расчетные распределения парциальных сечений слияния для системы ^{58}Ni ($E_{\text{lab}} = 280$ МэВ) + ^{124}Sn :

сплошная кривая — предсказание оптической модели для полного сечения реакции; штриховая и штрихпунктирные кривые — предсказания парциальных сечений слияния, полученные в расчетах по методу связанных каналов с программой PTOLEMY без учета и с учетом связи с состояниями 2^+ и 3^- ядра-мишени и бомбардирующей частицы соответственно; «дважды» штрихпунктирная кривая — результат расчета по МНК (см. текст); пунктирная кривая получена на основе описания данных о делении в рамках статистической модели. (Рисунок из работы [28].)

как изотопы никеля и олова, по-видимому, из-за того, что в этих случаях (по сравнению с мягкими, деформированными ядрами, для которых методы типа МНК работают действительно хорошо) относительно более важное значение приобретает процесс передачи. Как видно из рис. 27, диффузность распределения по L , полученная из анализа данных о делении, весьма хорошо согласуется с диффузностью, найденной из условия наилучшего описания данных о слиянии в рамках МНК. Менее диффузное распределение по L и соответственно неудовлетворительное описание данных о слиянии получается в расчетах по методу связанных каналов с программой PTOLEMY, в которой учитываются коллективные возбуждения, но не учитываются процессы передачи.

Кондо и др. [213] выполнили анализ экспериментальных данных работы Леско и др. [200] для систем $^{64}\text{Ni} + ^{118}\text{Sn}$ и $^{58}\text{Ni} + ^{124}\text{Sn}$, приводящих к ^{192}Pt , включив в анализ также результаты новых измерений функции возбуждения для деления в системе $^{58}\text{Ni} + ^{124}\text{Sn}$, проведенных ими в области более низких энергий по сравнению с тем, что было сделано в экспериментах Леско и др. В своем анализе Кондо и другие использовали программу ALERT1 с барьера-

ми деления МВКР, значения $a_f/a_v = 1,0$ и $a_v = A/10$ МэВ⁻¹ и проводили сравнение расчетных результатов, полученных для двух различных распределений компаунд-ядер по L ; одно из распределений было найдено из условия наилучшего описания сечений слияния σ_{fus} в рамках модели Удагавы и др. [211], а другое задавалось выражением (20). Результаты показаны на рис. 28, откуда следует, что хорошее описание данных достигается только при использовании

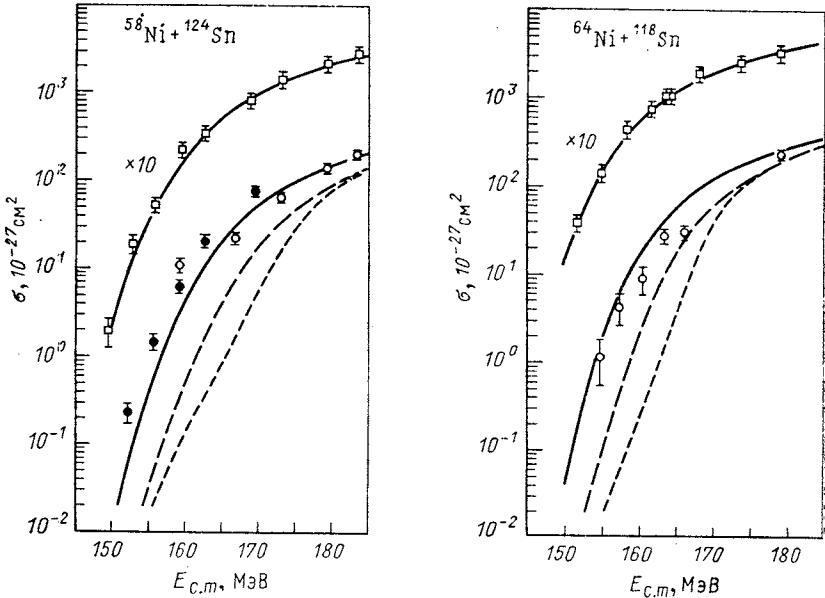


Рис. 28. Сечения слияния (\square) и сечения деления (\bullet , \circ) в зависимости от энергии в системе центра масс, измеренные для реакций $^{58}\text{Ni} + ^{124}\text{Sn}$ и $^{64}\text{Ni} + ^{118}\text{Sn}$, и их сравнение с расчетами, выполненными по программе ALERT1:

Сечения слияния умножены на фактор 10. Светлыми и черными символами показаны экспериментальные данные работ [28] и [213] соответственно. Верхние сплошные кривые — результат подгонки расчетных σ_{fus} ; пунктирные, штриховые и нижние сплошные кривые — результаты расчетов σ_{fus} для $\Delta L = 0$, $\Delta L = 16,5$ и для распределения по L из модели Удагавы и др. [211] соответственно (см. также текст). (Рисунок из работы [213].)

распределения по L из модели Удагавы и др. [211]. На основе МНК Кондо и другие извлекли значение $\Delta L = 16,5$, что приблизительно эквивалентно $\delta L = 7,1$; последнее, в свою очередь, очень близко к $\delta L = 7,5$, найденному Леско и другими и обеспечивающему превосходящее описание данных на рис. 25 и 26. Кондо и другие утверждают, что вариации сечений слияния в пределах 20 % (т. е. в пределах указываемых погрешностей измерений), варьирование a_v от $A/11$ до $A/7,5$ и a_f/a_v от 1,00 до 1,02 не влекут изменений, достаточных для того, чтобы повлиять на сделанные ими выводы. По-видимому, имеет место реальное расхождение результатов анализа в работах

Леско и других и Кондо и других. Причиной этого могут быть различия в использованных программах для расчетов по статистической модели, формах распределений $\sigma_{fus}(L)$, жидкокапельных массах ядер или других деталях расчетов.

Кондо и другие отмечают также, что если имеется возможность надежно рассчитать вероятности деления, то исследования данного типа могут быть чувствительным методом зондирования парциальных сечений $\sigma_{fus}(L)$ в области высоких угловых моментов, т. е. методом проверки моделей слияния. Это не может быть достигнуто измерением множественности γ -квантов или угловых распределений осколков деления, поскольку эти данные чувствительны только к первому и второму моментам распределений по L и нечувствительны к более высоким моментам.

Детальные измерения в широком диапазоне значений параметра делимости были выполнены в Канберре [21, 24, 44, 125, 133, 148, 205, 205a], где для ряда систем от ^{158}Dy до ^{251}Es исследовались функции возбуждения для деления и образования продуктов испарения, энергетические зависимости числа нейтронов ν_{pre} , испускаемых до деления, а в некоторых случаях также упругое рассеяние, реакции передачи частиц и множественность γ -квантов. Полученные данные анализировались в рамках статистической модели с помощью программы ALERT1 или ее ранней версии MBII. Заслуживающими внимания особенностями ранних работ этого цикла являются впервые проведенные измерения распределений продуктов испарения по спине для систем, характеризующихся значительной делимостью [21, 199], а также измерения ν_{pre} для ^{200}Pb [205], которые позволили устранить неоднозначности в выборе k_f и a_f/a_ν и показать, что в данном случае $a_f/a_\nu = 1,02 \pm 0,02$.

Несколько иным был подход Чарити и др. [125], которые проводили сравнение полученных ими экспериментальных данных для компаунд-систем ^{158}Dy , ^{168}Yb , ^{178}W , ^{188}Pt , ^{200}Pb и ^{210}Po , образующихся в реакциях под действием ^{19}F или ^{18}O , с результатами расчетов, выполненных по программе ALERT1 без использования каких-либо подгоночных параметров. В расчетах использовались барьеры деления MBKP, $a_f/a_\nu = 1,0$, $a_\nu = A/10$ МэВ $^{-1}$ и значения δL , вычисленные с помощью МНК; последние составили 2,3; 3,0; 4,2; 4,4; 4,7 и 2,5 соответственно. Результаты, приведенные на рис. 29, показывают, что наблюдается вполне хорошее соответствие между расчетами и экспериментами, за исключением легких систем ^{158}Dy и ^{168}Yb . Во всех случаях, кроме этих двух, весьма незначительная подгонка параметров дала бы очень хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными. Для достаточно тяжелых систем основная часть сечения деления обусловлена зоной угловых моментов, в которой $E_f(J) \leq B_\nu$, и лишь малая часть — областью более низких значений J , поскольку вероятность деления быстро падает, когда $E_f(J)$ становится больше B_ν . Когда $E_f(J)$ становится меньше B_ν , вероятность деления быстро приближается к единице и скорость уменьше-

ния $E_f(J)$ с ростом J почти не имеет значения. Таким образом, расчеты наиболее чувствительны к барьерам деления в области $E_f(J) = B_v$.

Для двух легких систем ситуация является качественно иной, поскольку в этих случаях нет значительного вклада парциальных волн в области $E_f(J) = B_v$. Деление здесь связано с высокими

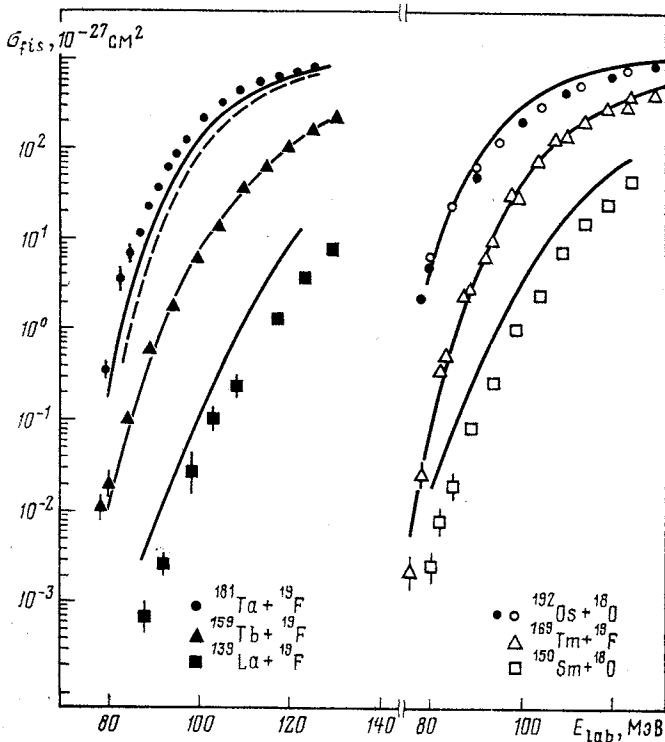


Рис. 29. Сравнение измеренных сечений деления σ_{fis} для ряда систем с результатами расчетов по статистической модели. Значения параметров, использованных в расчетах, приведены в тексте. Штриховая кривая для ^{200}Rb рассчитана с барьерами деления МВЖК. (Рисунок из работы [125].)

угловыми моментами, т. е. с «хвостом» распределения компаунд-ядер по угловому моменту (см. рис. 21). Следовательно, здесь, в отличие от более тяжелых систем, эффективное значение J меняется с ростом энергии бомбардирующих частиц и $E_f(J)$ зондируется в широком диапазоне угловых моментов. Очевидно, что результаты расчетов будут критически зависеть от предположений о форме распределения компаунд-ядер по угловому моменту, в особенности о форме «хвостовой» части распределения, связанной с высокими

угловыми моментами. Кроме того, чувствительность расчетов к выбору значений других параметров для легких систем выше, чем для тяжелых. Влияние вариаций формы распределения компаунд-ядер по

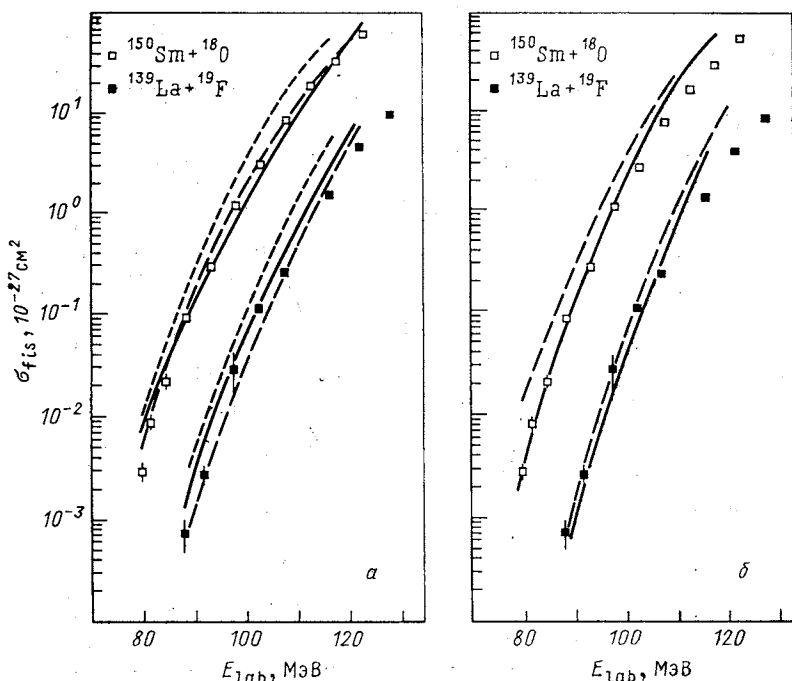


Рис. 30. Расчетные и экспериментальные функции возбуждения $\sigma_{fis}(E_{lab})$ для деления компаунд-ядер ^{158}Dy и ^{168}Yb , образующихся в реакциях $^{139}\text{La} + ^{19}\text{F}$ и $^{150}\text{Sm} + ^{18}\text{O}$:

a — в качестве $\sigma_{fus}(L)$ в расчетах использовано выражение (20) с $\Delta L = 0$ (сплошные кривые) и со значениями ΔL , найденными на основе МНК (штриховые кривые); кривые с «длинными» штрихами рассчитаны с пониженным значением a_f/a_v , равным 0,97; *b* — расчеты выполнены с $a_v = A/7,5 \text{ МэВ}^{-1}$; при расчете сплошных и штриховых кривых для $\sigma_{fus}(L)$ использованы выражения (20) и (13) соответственно с параметрами диффузности, найденными на основе МНК. (Рисунок из работы [125].)

угловому моменту, а также изменений параметров a_f/a_v и a_v на результаты расчетов для легких делящихся систем показано на рис. 30.

Ньютон и др. [44] провели измерения ν_{pre} для вышеупомянутых делящихся систем (за исключением ^{158}Dy), а также для ряда других систем, для которых ранее были измерены функции возбуждения для деления и слияния [21, 24]. Результаты показаны на рис. 31. За исключением двух наиболее сильно делящихся систем и систем, образующихся в реакциях под действием ^{28}Si , ^{30}Si , изменения ν_{pre} с ростом энергии возбуждения компаунд-ядра E_x , по-видимому,

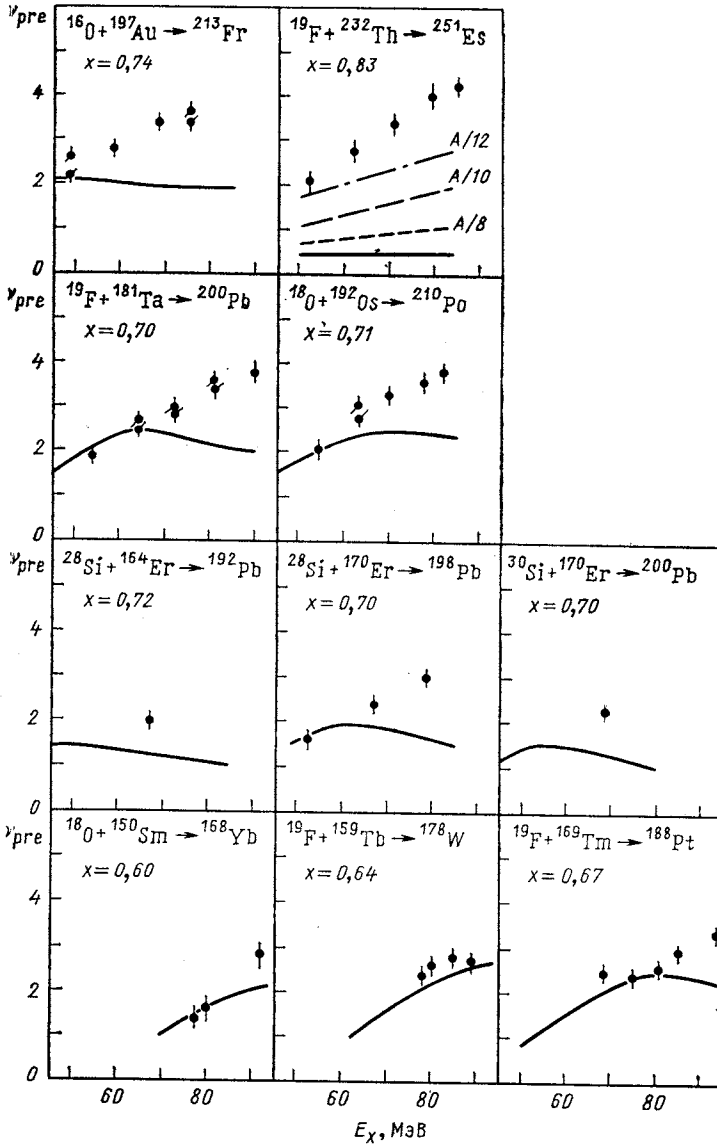


Рис. 31. Зависимость экспериментальных значений ν_{pre} (точки) от энергии возбуждения компаунд-ядра:

Сплошные кривые — результаты расчетов ν_{pre} по статистической модели с $a_f/a_v = 1,0$, $h_f = 1,0$ и параметрами δL , найденными из условия наилучшего описания измеренных функций возбуждения для деления и слияния; штриховые кривые для ^{251}Es показывают эффект, связанный с учетом эмиссии нейтронов во время ускорения осколков (цифры у кривых дают использованные значения параметра a_v). (Рисунок из работы [44].)

следуют предсказаниям статистической модели в области меньших значений E_x , но при более высоких E_x имеют место значительные отклонения — статистическая модель предсказывает падение ν_{pre} , в то время как в экспериментах наблюдается его неуклонный рост. Подобные отклонения отмечались также другими авторами для еще более высоких E_x .

В рамках статистической модели с помощью программы ALERT1 Ньютоном и др. [44] был выполнен детальный анализ экспериментальных данных для пяти делящихся систем, образующихся в реакциях под действием бомбардирующих частиц ^{18}O и ^{19}F . В рассмотрение по методу χ^2 были включены данные о σ_{fis} , σ_{fus} и ν_{pre} , кроме тех значений ν_{pre} для трех наиболее тяжелых систем, которые находятся в противоречии с предсказаниями статистической модели. Было подчеркнуто, что при этом очень важно учитывать погрешности измерений σ_{fus} . Основная часть расчетов была сделана с $a_\nu = A/10 \text{ МэВ}^{-1}$, но исследовались также изменения, вызванные переходом к a_ν , равным $A/12 \text{ МэВ}^{-1}$ и $A/7,5 \text{ МэВ}^{-1}$. В расчетах использовались барьеры деления МВКР, однако при этом вводился масштабный множитель k_f . Варьируемыми параметрами были k_f , a_f/a_ν и δL . Результаты, показанные на рис. 32, совместимы со значениями $a_f/a_\nu = 1,0$, $k_f = 1,0$ (значения МВКР) и δL , полученными на основе МНК, однако эта совместимость имеет место лишь в пределах весьма больших погрешностей — примерно 5, 10—15 и 40 % соответственно (значения параметра диффузности на рис. 32 даны в относительных единицах, $\delta L/\delta L_{ESB}$, где δL_{ESB} — предсказания МНК). Таким образом, анализ в рамках статистической модели даже гораздо более полного по сравнению с другими работами набора экспериментальных данных не позволяет надежно установить точность барьеров деления МВКР. С физической точки зрения можно было бы ожидать, что последние предпочтительнее барьеров деления МВЖК, однако преждевременным является часто встречающееся утверждение о том, что более высокая точность барьеров деления МВКР продемонстрирована экспериментально. Этот вывод приобретает еще большую силу, если принять во внимание динамические эффекты (см. раздел об исследованиях характеристик частиц, испускаемых до деления).

Деление легких систем. Деление легких систем с параметрами делимости ниже точки Бусинаро — Галлоне (БГ) исследовано очень мало, потому что в этих случаях, в отличие от более тяжелых систем, однозначный признак деления отсутствует. Здесь ожидается масс-асимметричный распад на фрагменты, который весьма не просто отличить от процессов типа глубоконеупругих столкновений. Недавние измерения показали, что, по всей вероятности, масс-асимметричное деление легких компаунд-систем действительно имеет место [193, 201, 214—218]. Несмотря на то, что и в экспериментальном, и в теоретическом плане с делением легких систем связано много неопределенностей, его исследования представляют значительный интерес.

Такие исследования могли бы быть очень полезными, например, для получения точных значений высоты барьеров деления легких систем и тем самым для более надежного определения параметров модифицированной модели жидкой капли, учитывающей конечный радиус ядерного взаимодействия (МКР) [219]. Можно было бы

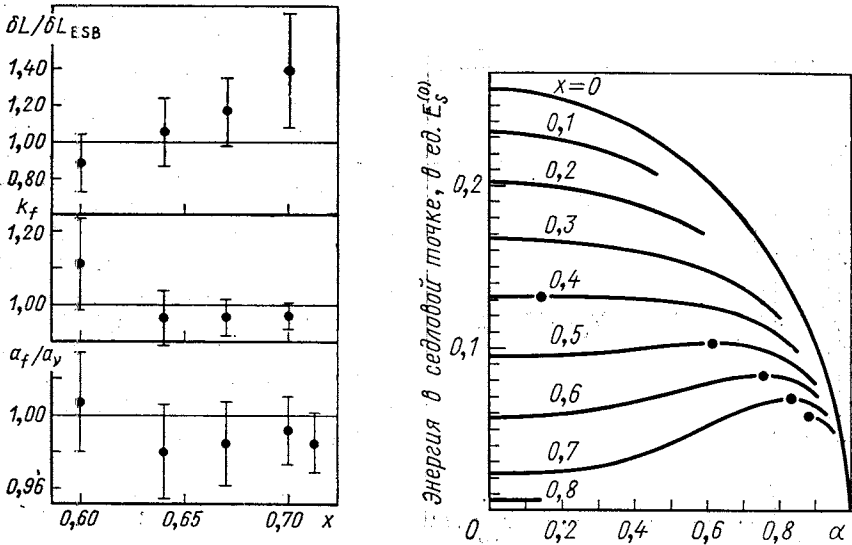


Рис. 32. Значения a_f/a_v , k_f и $\delta L/\delta L_{ESB}$, найденные из анализа экспериментальных данных в рамках статистической модели, в зависимости от параметра делимости для систем ^{188}Yb , ^{178}W , ^{188}Pt , ^{200}Pb и ^{210}Po (см. также текст). Для ^{210}Po значения k_f и $\delta L/\delta L_{ESB}$ не приводятся из-за трудностей описания функций возбуждения для этой системы, связанных, вероятно, с большими оболочечными эффектами. Абсолютные значения δL составляют (начиная с ^{188}Yb) 2,7; 4,4; 4,9 и 6,0 соответственно. (Рисунок из работы [44].)

Рис. 33. Энергии в седловой точке (в единицах поверхностной энергии сферы $E_s^{(0)}$), рассчитанные в зависимости от параметра масс-асимметрии α для различных значений параметра делимости:

параметр масс-асимметрии определен как $\alpha = (M_R - M_L)/(M_R + M_L)$, где M_R и M_L — массы справа и слева от плоскости, проходящей через область шейки ядра; точки соответствуют семейству асимметричных седловых конфигураций БГ, нестабильных относительно двух степеней свободы. (Рисунок из работы [220].)

получить также интересную информацию о плотности уровней для седловых фигур с очень сильно выраженной шейкой и переменной масс-асимметрией.

Единый характер испарительной и делительной мод распада был подчеркнут Моретто и Святецким [12, 50]. Главным фактором, определяющим относительные вероятности различных мод распада, является высота барьера, препятствующего бинарному разделению системы на соответствующие массы. Вершину этого барьера, найден-

ного при фиксированной масс-асимметрии, называют условной седловой точкой. Энергии условных седловых точек были рассчитаны Дейвисом и Сирком [220] в рамках МЖК и МКР; на рис. 33 они показаны по результатам расчетов в рамках МЖК ($J = 0$). Можно видеть, что при $x > x_{БГ}$ наиболее низкой по энергии является масс-симметричная седловая точка, в то время как при меньших значениях x

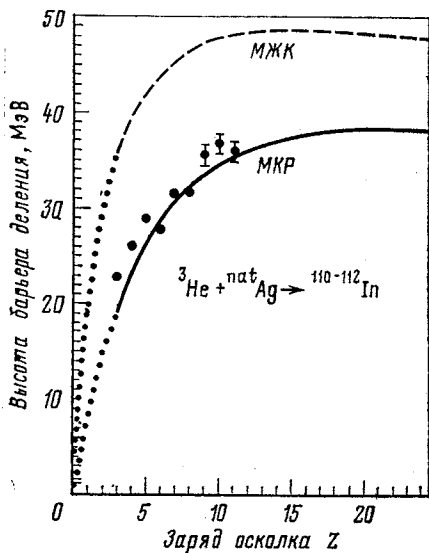


Рис. 34. Высота расчетных [219] и экспериментально определенных [215] барьеров деления в зависимости от заряда более легкого осколка деления для ядер индия:

сплошная кривая — расчеты по МКР; штриховая — по МЖК; пунктирные участки кривых получены интерполяцией. (Рисунок из работы [219].)

J точки БГ в обеих моделях будут смещаться в сторону более низких значений x . Следовательно, системы, имеющие при $J = 0$ $x < x_{БГ}$, все еще могут испытывать масс-симметричное деление, поскольку из-за больших значений $E_f(0)$ деление таких систем связано в основном с областью наиболее высоких угловых моментов. Однако резкого перехода от масс-симметричного к масс-асимметричному делению ожидать не следует, потому что в достаточно широком интервале значений x по обе стороны от $x = x_{БГ}$ энергии условных седловых точек почти не зависят от масс-асимметрии (см. рис. 33).

Для утверждения о том, что наблюдается процесс «слияние — деление», должны быть выполнены следующие необходимые условия.

это уже не так. Однако даже при $x > x_{БГ}$ с увеличением масс-асимметрии энергия условной седловой точки достигает максимума, соответствующего массовой неустойчивости, и затем быстро уменьшается до нуля. Область правее этих максимумов представляет так называемое семейство БГ и соответствует испарению легких частиц, а область слева от максимумов соответствует делению. Сравнение экспериментальных значений высоты барьеров деления для малых угловых моментов J [215] с результатами расчетов барьеров в рамках МЖК и МКР [219] показано на рис. 34; совершенно очевидно, что предпочтение следует отдать МКР.

Для вращающихся систем расчеты условных седловых точек не проводились ни по МЖК, ни по МКР. Учитывая, однако, что эффект вращения подобен увеличению кулоновской энергии и ведет к повышению эффективной делимости системы, можно ожидать, что с ростом

Во-первых, кинетическая энергия каждой пары продуктов должна быть достаточно низкой, совместимой с кулоновской и вращательной энергиями конфигурации двух почти касающихся фрагментов. Во-вторых, должна иметь место релаксация массовой степени свободы, т. е. массовое распределение продуктов должно быть одним и тем же для всех углов наблюдения и не обнаруживать памяти о входном канале, а угловое распределение продуктов должно иметь вид типа $1/\sin \theta$ для систем с высоким J . Эти условия, однако, не обязательно являются достаточными, поскольку время жизни двойной ядерной

конфигурации в глубоко неупругих процессах типа «орбитинга» может оказаться больше времени релаксации массовой степени свободы (последнее для тяжелых систем составляет $\sim 5 \cdot 10^{-21}$ с [181]). Дополнительным аргументом в пользу процесса «слияние — деление» могло бы быть приближенное соответствие между измеренным сечением и тем, которое ожидается на основе расчетов по статистической модели с использованием масс-симметричного барьера деления. Однако здесь должна быть проявлена известная осторожность, потому что расчеты условных седловых точек для вращающихся систем отсутствуют и, что, по-видимому, еще более важно, значение $a_i/a_v =$

$= 1,0$, довольно хорошо работающее для тяжелых систем, было бы опасно экстраполировать к очень легким системам, седловые конфигурации которых характеризуются очень сильно выраженной шейкой.

Соботка и др. [218] исследовали продукты распада систем, образующихся в реакциях под действием бомбардирующих частиц ^{74}Ge , ^{93}Nb и ^{139}La с энергиями 7,4 и 8,4 МэВ/нуклон на мишенях из ^9Be и ^{12}C . Было найдено, что распределения продуктов по Z соответствуют переходу от симметричного к асимметричному делению в области вокруг $A = 100$, а выходы продуктов согласуются с результатами простых расчетов для процесса «слияние — деление». Рядом авторов исследовался распад систем с $A = 44 \div 64$ и также был сделан вывод о наблюдении процесса типа «слияние — деление» [193, 201, 214, 216, 217]. Так, Сандерз и др. [201, 217] изучали подобный делению распад ^{56}Ni , образующегося в реакциях $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ и $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$. Они наблюдали весьма «плоские» массовые распределения (рис. 35), полный «сброс» кинетической энергии столкновения

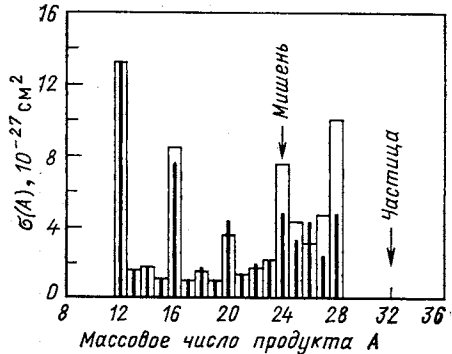


Рис. 35. Наблюдаемое массовое распределение (светлая гистограмма) и соответствующим образом восстановленное первичное (доиспарительное) массовое распределение (зачерненная гистограмма) для продуктов типа осколков деления в реакции $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$ при энергии 60,8 МэВ в системе центра масс. (Рисунок из работы [201].)

и угловую зависимость $1/\sin \theta$ в исследованном диапазоне углов; при этом выходы продуктов находились в качественном согласии с результатами расчетов по статистической модели, выполненных с помощью программы CASCADE. Выяснялся также возможный вклад «орбитинга» в наблюдаемое массовое распределение; однако ни в одной из двух моделей, использовавшихся для этого анализа, не было получено указаний на наличие такой составляющей. Вместе с тем следует отметить, что в этом анализе использовались модели, развитые для тяжелых систем (см. также работу [221]) и содержащие предположение о резкой границе ядерной поверхности, что не является хорошим приближением для легких систем. Однако Шивакумар и др. [222], исследовавшие систему $^{28}\text{Si} + ^{14}\text{N}$ и также обнаружившие указания на уравнивание массы и заряда, утверждают, что расчеты на основе механизма компаунд-ядра приводят к занижению выходов на фактор шесть; поэтому они отдают предпочтение механизму «орбитинга». Несомненно, что потребуется много новых экспериментальных и теоретических исследований, прежде чем мы достигнем адекватного понимания процессов, подобных делению, которые имеют место при распаде легких систем.

Эмиссия частиц, предшествующих делению. В статистической модели предполагают, что коллективная степень свободы, связанная с делением, достигает равновесия за время τ_{fe} , короткое по сравнению с временем эмиссии частицы τ_p . В действительности это не обязательно должно быть так, и интересно, что еще в 1940 г. Крамерс [100] рассматривал возможное влияние эффектов ядерной вязкости (или трения) на распад путем деления. Однако до недавнего времени эта работа Крамерса оставалась почти незамеченной. Если $\tau_p \leq \tau_{fe}$, то в среднем до деления будет испущено больше частиц, чем предсказывает статистическая модель. Кроме того, статистическая модель в ее обычной форме не учитывает возможность эмиссии частиц во время перехода от седловой конфигурации к разрывной (τ_{ss}). Принято было считать, что время τ_{ss} является настолько коротким, что за это время не может быть испущено сколько-нибудь значительное число частиц. Следует, однако, отметить, что добавочная эмиссия частиц из-за удлинения τ_{ss} сама по себе не привела бы к неприменимости статистической модели и не изменила бы расчетное сечение деления; эта возможность просто игнорировалась. С другой стороны, если $\tau_p \leq \tau_{fe}$, то несостоятельность модели в аспектах, связанных с делением, определенно возникает, и σ_{fis} уменьшается [100]. Дальнейшая несостоятельность возникла бы в случае $\tau_p \leq \tau_{\text{eq}}$, где τ_{eq} — время установления равновесия для неколлективных степеней свободы, составляющее $\leq 10^{-22}$ с [223].

Превышение числа предельных частиц $\Delta P_{\text{рге}}$ над предсказаниями статистической модели $P_{\text{рге}}^s$ в принципе связано со временем жизни системы до разрыва. Для вычисления этого времени на основе $\Delta P_{\text{рге}}$ необходимо знать полное и парциальные времена жизни компаунд-системы относительно распада путем эмиссии частиц

в процессе ее эволюции от равновесной конфигурации до разрыва. Последние можно рассчитать по статистической модели, однако результаты расчетов весьма чувствительны к выбору значений параметра плотности уровней a и коэффициентов трансмиссии, а также к тому, каким образом определяются тепловые энергии возбуждения. Со всем этим связаны значительные неопределенности, но тем не менее по результатам исследований предделительных частиц представляется очень вероятным, что время жизни делящейся системы до разрыва, по-видимому, гораздо больше, чем считалось ранее.

Измерения множественности нейтронов, предшествующих делению. Большинство экспериментальных результатов по исследованию эмиссии частиц, предшествующих делению, относится к предделительным нейтронам. По сравнению с протонами и α -частицами преимущества нейтронов состоят в том, что для них коэффициенты трансмиссии менее чувствительны к эффектам деформации, а вероятность эмиссии является наибольшей, за исключением случаев очень нейтронодефицитных систем. Частичные обзоры этой темы были даны Хилшером [96, 224]. Исследования нейтронов, предшествующих делению, можно в основном разделить на два класса — исследования при низких энергиях возбуждения ($E_x \leq 100$ МэВ) и при более высоких энергиях. Преимущество исследований при низких энергиях состоит в том, что в этих случаях полное слияние без значительных предравновесных эффектов является доминирующим механизмом реакции; недостатком, однако, является то, что главную часть наблюдаемого ν_{pge} здесь составляет ν_{pge}^s . При высоких энергиях ν_{pge}^s относительно невелико, но могут возникать трудности, связанные с предравновесной эмиссией и неполным слиянием. Значительная часть сечения «деления» здесь может быть обусловлена областью высоких угловых моментов, соответствующих нулевому барьеру деления, при которых образование компаунд-ядра вряд ли имеет место. Для таких процессов, подобных квазиделению, следовало бы ожидать более короткие времена, чем для деления компаунд-ядра.

Основная часть исследований при низких энергиях была выполнена группой, работающей в Канберре [39, 44, 148, 225, 226]. Хайнд и др. [39] подчеркивали, что при анализе результатов измерений ν_{pge} весьма желательным является построение зависимости ν_{tot} от полной энергии возбуждения $E_x(f)$, реализующейся при делении (определение величины $E_x(f)$ см. в работе [39]); предравновесные нейтроны должны быть исключены из ν_{tot} при уменьшении $E_x(f)$ на 20 МэВ на один предравновесный нейтрон [42]. Такой график, на котором ν_{tot} должны располагаться примерно на прямой линии, почти не зависящей от массы системы, является очень полезным критерием для оценки надежности результатов.

Некоторая часть данных о ν_{pge} уже была показана на рис. 31. Эти данные анализировались с помощью программы ALERT1, которая была модифицирована для того, чтобы включить в рассмотрение эффект динамической задержки деления (τ_{je}), учесть эмиссию ней-

тронов на стадии от седловой точки до точки разрыва и ввести поправки на эмиссию нейтронов во время ускорения осколков [39]; при этом не учитывалось уменьшение σ_{fis} из-за конечной величины τ_{fe} . Для проведения расчетов были взяты значения параметров, найденные из условия наилучшего описания функций возбуждения для деления и образования продуктов испарения; это описание достигалось при $a_f/a_v = 1,0$ и $a_v = A/10$ МэВ⁻¹ с использованием барьеров деления МВЖК и подгоночных параметров k_f и δL . Результаты расчетов состоят в том, что все данные об энергетической зависимости v_{pre} для целого ряда систем могут быть хорошо воспроизведены при $\tau_{ss} = 30 \cdot 10^{-21}$ с, или при $\tau_{fe} = 70 \cdot 10^{-21}$ с, или при $\tau_{ss} = \tau_{fe} = 20 \cdot 10^{-21}$ с. Изменение a_v от $A/10$ МэВ⁻¹ до $A/8$ ($A/12$) МэВ⁻¹ приводит к увеличению (уменьшению) этих времен примерно в 2 раза. Результаты для τ_{ss} были получены с использованием энергии возбуждения E_x , определенной как среднее между ее значениями для седловой точки и для системы двух сферических осколков в точке разрыва. Эта оценка E_x , вероятно, является завышенной. Другой крайностью было бы использование значения E_x для седловой точки с учетом того, что здесь система проводит, по-видимому, большую часть времени. В этом случае значения τ_{ss} увеличились бы примерно вдвое для систем с $A \sim 160$ и примерно в 4 раза для систем с $A \sim 250$. Столь большие времена τ_{ss} соответствуют движению ядерной жидкости со сверхкритическим затуханием. Результаты описания данных об энергетической зависимости v_{pre} с использованием одного лишь τ_{ss} показаны на рис. 36.

Ньютон и др. [44] (см. также работу [40]) рассматривали вопрос о возможном влиянии эффектов ядерной вязкости на значения параметров, извлекаемые из анализа экспериментальных данных в рамках стандартной статистической модели. Они отмечают, что даже в области низких энергий, где вид зависимости v_{pre} от энергии возбуждения, казалось бы, хорошо описывается в расчетах по стандартной модели, значительная часть наблюдаемого v_{pre} все-таки обусловлена эффектами вязкости. Поэтому измеренное значение v_{pre} должно быть уменьшено, если оно используется в процедуре анализа данных в рамках стандартной статистической модели. Чтобы соответственно уменьшить расчетное v_{pre}^* , необходимо повысить a_f/a_v приблизительно на 0,02; в связи с этим необходимо повысить также и k_f примерно на 0,04, чтобы вернуть расчетное σ_{fis} к правильному значению. Ньютон и другие указывают также, что снижение σ_{fis} из-за эффектов вязкости [см. формулу (32) в разд. 3] может потребовать повышения a_f/a_v примерно до 10 %, в то время как учет температурных вариаций E_f (J) может сделать необходимым снижение a_f/a_v примерно на 5 %. Таким образом, извлеченные из анализа экспериментальных данных значения параметров a_f/a_v и k_f , показанные на рис. 32, являются гораздо более неопределенными, чем это следует из рисунка; это же относится и к результатам, полученным в других работах такого типа. Точные и физически оправданные значения параметров стати-

стической модели не могут быть получены без существенного развития теоретических представлений о роли эффектов вязкости в делении.

Измерения ν_{pre} в области более высоких энергий были выполнены в Ок-Ридже [36, 40, 41], в Институте им. Гана—Майтнер в За-

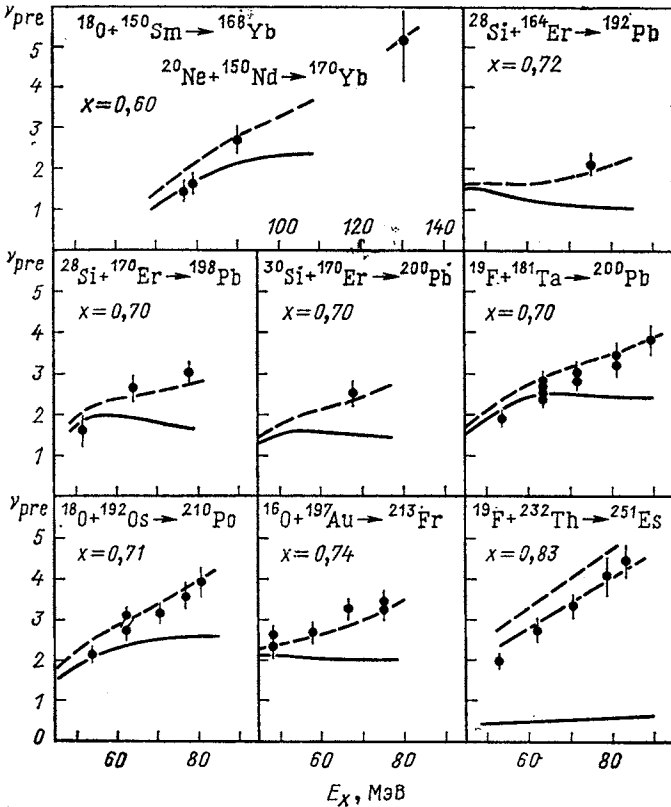


Рис. 36. Множественность нейтронов, испускаемых до деления, в зависимости от энергии возбуждения компаунд-ядра:

сплошными кривыми показаны результаты расчетов ν_{pre} в рамках стандартной статистической модели (см. текст); штриховые кривые рассчитаны с учетом эмиссии нейтронов во время перехода от седловой точки к точке разрыва при $\tau_{ss} = 30 \cdot 10^{-21}$ с. Для ^{251}Es штрихпунктирная кривая показывает результат пренебрежения эффектом эмиссии нейтронов во время ускорения осколков; для других систем это снижение гораздо меньше. (Рисунок из работы [39].)

падном Берлине [37, 38, 43, 45] и в Осаке [42, 227]. Так, Гаврон и др. [40, 41] провели детальные исследования системы ^{158}Er , образующейся в реакциях под действием бомбардирующих частиц ^{16}O с энергией 207 МэВ, ^{24}Mg с энергией 180 МэВ, ^{32}S с энергией 180 МэВ и ^{50}Ti с энергией 216 МэВ на соответствующих мишенях. В этих экспери-

ментах нейтроны регистрировались в совпадении с продуктами испарения и осколками деления. В реакции под действием ^{16}O наблюдался значительный эффект предравновесной эмиссии нейтронов с множественностью, примерно равной единице. Анализ энергетических спектров нейтронов, измеренных в совпадении с продуктами испарения, проводился в предположении, что предравновесная составляющая обусловлена источником, движущимся со средней скоростью v_{PE} , а скорость источника равновесной составляющей равна скорости

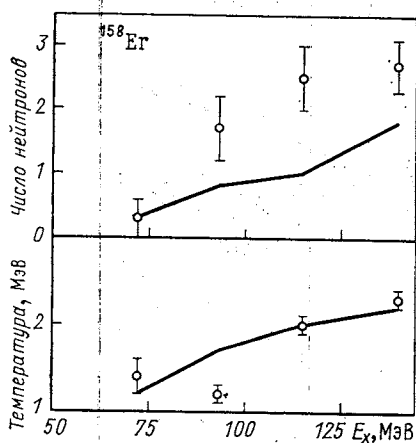


Рис. 37. Сравнение экспериментальных значений числа нейтронов, испускаемых до деления, с результатами расчетов по статистической модели (сплошная кривая). В нижней части рисунка представлено аналогичное сравнение для температуры. Точки, начиная с наиболее низкой энергии возбуждения, относятся к реакциям под действием ^{50}Ti , ^{32}S , ^{24}Mg и ^{16}O соответственно. (Рисунок из работы [41].)

компаунд-системы. Формы энергетических спектров нейтронов в соответствующих системах центра масс задавались произвольным выражением вида $\varepsilon^\alpha \exp(-\varepsilon/T)$ с параметрами $\alpha_{PE} = 1,0$ и $\alpha_{EQ} = 0,6$ для предравновесной (PE) и равновесной (EQ) составляющих соответственно. В результате были получены значения $T_{PE} = (5,5 \pm 0,2)$ МэВ, $T_{EQ} = (1,9 \pm 0,2)$ МэВ и $v_{PE} = (1,4 \pm 0,2)$ см/нс. Затем эти значения T_{PE} и v_{PE} использовались при описании спектров нейтронов, измеренных в совпадении с осколками деления, при котором вводились четыре движущихся источника нейтронов (дополнительными источниками были движущиеся осколки деления). Результаты этого анализа показаны на рис. 37, где они сравниваются с результатами расчетов по программе RASE2.

Блани и Ремингтон [228] привлекли внимание к опасности использования широко распространенного метода движущихся источников для разделения равновесных и предравновесных спектров. Они отмечают, что этот метод почти не имеет физических оснований и может приводить к значительным погрешностям при низких энергиях нейтронов. Это иллюстрирует рис. 38 для реакции $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd}$, изучавшейся в [41].

Хайд и др. [42, 227] пришли к выводу об ошибочности результатов работы [41], поскольку значения v_{tot} , полученные в этой работе, значительно меньше v_{tot} для других подобных случаев, и, кроме

того, они заметно ниже значений, ожидаемых на основе расчетной зависимости ν_{tot} от E_x (f). Этот вывод Хайнд и другие подтвердили измерениями, проведенными для реакции $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd}$ при энергии частиц ^{16}O , равной 178 МэВ (рис. 39). Результат $\nu_{\text{pre}} = 3,95 \pm 0,30$, полученный Хайндом и др. [227], гораздо выше $\nu_{\text{pre}} = 2,7 \pm 0,4$, найденного в работе [41] при значительно более высокой энергии.

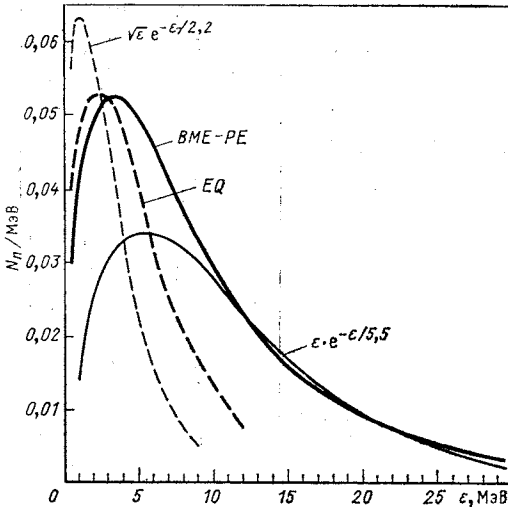


Рис. 38. Сравнение расчетных энергетических спектров для равновесной и предравновесной эмиссии нейтронов в реакции $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd}$:

толстые сплошная и штриховая кривые показывают результаты расчетов для равновесной (EQ) и предравновесной (PE) эмиссии, выполненных с помощью мастер-уравнения Больцмана (BME); тонкая сплошная кривая показывает спектр, использовавшийся в работе [41] для предравновесной составляющей; тонкая штриховая кривая соответствует выражению $\sqrt{\epsilon} e^{-\epsilon/2,2}$, которое подобно использовавшемуся в работе [41] для равновесной составляющей. Видно, что при энергиях нейтронов выше 12 МэВ наблюдается хорошее согласие двух подходов к описанию спектров, но при более низких энергиях имеют место сильные расхождения. (Рисунок из работы [228].)

На рис. 40, где представлены значения ν_{pre} для ^{158}Er и ряда соседних систем, можно видеть, что явная ошибочность значений ν_{pre} из работы [41] приводит к еще более существенным ошибкам в значениях $\Delta\nu_{\text{pre}}$, которые непосредственно и используются для пробирования эффектов вязкости. Из всех имеющихся данных наиболее детальному теоретическому анализу были подвергнуты данные работы [41] (см. разд. 3), и это должно иметь существенные последствия для сделанных в результате анализа заключений.

Хоулуб и др. [37] и Цанк и др. [38] провели эксперименты по определению ν_{pre} в реакциях $^{165}\text{Ho} + ^{20}\text{Ne}$ (220, 292 и 402 МэВ), $^{141}\text{Pr} + ^{40}\text{Ar}$ (316 МэВ) и $^{175}\text{Lu} + ^{12}\text{C}$ (192 МэВ), приводящих к ядрам иридия. В этих экспериментах измерялись спектры нейтронов в совпадении с продуктами испарения и осколками деления, а также

угловые распределения осколков деления. Во всех случаях, кроме реакции под действием ^{40}Ag , наблюдался значительный эффект предравновесной эмиссии нейтронов. Данные анализировались с помощью метода четырех движущихся источников, несколько более сложного по сравнению с методом, использовавшимся в работе [40].

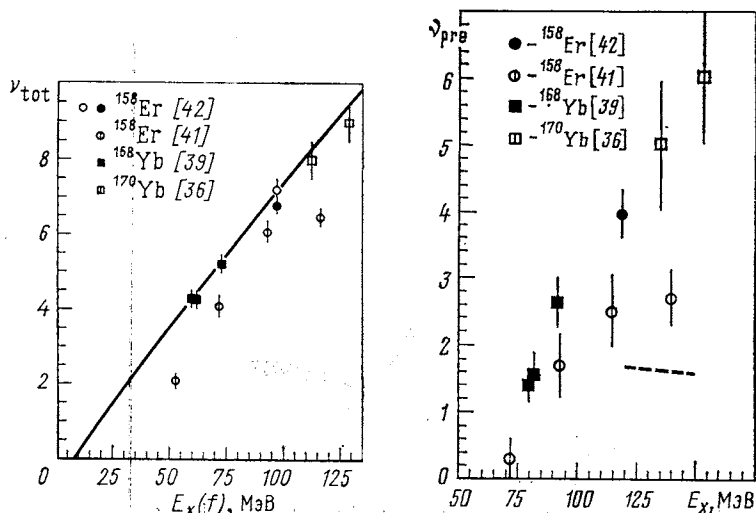


Рис. 39. Полная множественность нейтронов ν_{tot} в зависимости от энергии возбуждения $E_x(f)$, реализующейся при делении. Результат Хайнда и др. [42] для ^{158}Er показан закрытым кружком, а расположенный чуть выше открытый кружок показывает значение ν_{tot} после учета поправки $0,42 \pm 0,15$ на эмиссию заряженных частиц. Другие точки для ^{158}Er показывают результаты работы [41] без учета поправок на эмиссию заряженных частиц (для идентификации реакций деления, которым соответствуют эти точки, см. подпись к рис. 37). Прямая линия показывает расчетную зависимость ν_{tot} от $E_x(f)$ для ^{158}Er , полученную при $a_\nu = A/8$ в предположении, что вся доступная энергия возбуждения $E_x(f)$ уносится только нейтронами и γ -квантами. (Рисунок из работы [42].)

Рис. 40. Множественность предделительных нейтронов ν_{prg} в зависимости от энергии возбуждения компаунд-системы E_x . Источники экспериментальных данных те же, что на рис. 39. Штриховая кривая показывает предсказания стандартной статистической модели для ^{158}Er , образующегося в реакции под действием бомбардирующих частиц ^{16}O . (Рисунок из работы [42].)

Пример измеренных энергетических спектров нейтронов, соответствующих процессу «слияние — деление», показан на рис. 41. Полученные значения ν_{tot} проверялись прямым измерением, выполненным с помощью 4л-детектора нейтронов. Как и в других работах, полученные в данных экспериментах значения ν_{prg} заметно превышают предсказания статистической модели, хотя в реакциях под действием ^{20}Ne и ^{40}Ar деление преимущественно связано с конфигурациями, для которых $E_f(J) = 0$ и применение стандартной ста-

тистической модели оказывается некорректным. Данные о ν_{pre} анализировались с учетом эмиссии нейтронов во время перехода от седловой точки к точке разрыва и отсюда были получены значения $\tau_{ss} = (14_{-8}^{+35}) \cdot 10^{-21}$, $(60_{-25}^{+45}) \cdot 10^{-21}$ и $(40_{-15}^{+7}) \cdot 10^{-21}$ с для реакций под действием ^{40}Ar , ^{20}Ne и ^{12}C соответственно [38, 224].

По сравнению с делением компаунд-ядра процесс деления безбарьерных систем и процесс квазиделения сопряжены с более короткими временами жизни до разрыва и более широкими массовыми распределениями продуктов. В тех случаях, когда эти времена меньше периода вращения системы ($\ll 10 \cdot 10^{-21}$ с), их можно определить путем измерения корреляций между массовыми и угловыми распределениями продуктов (см., например, работы [178, 179]). Сравнение времен жизни, определенных таким методом, с временами, полученными с помощью ν_{pre} , может быть весьма полезным, поскольку с извлечением абсолютных значений времен на основе ν_{pre} связаны значительные трудности.

Во время существования вращающейся промежуточной ядерной системы имеет место дрейф массы по направлению к масс-симметрии. Поэтому более коротким временам ее жизни будут соответствовать случаи более сильной масс-асимметрии в выходном канале реакции. Тогда измерение ν_{pre} в зависимости от отношения масс осколков может служить методом определения времен, несколько больших, чем периоды вращения промежуточных систем. Пока данных такого типа очень мало. Хайнд и др. [227] исследовали зависимость ν_{pre} от полной кинетической энергии и отношения масс осколков в реакции $^{232}\text{Th} + ^{20}\text{Ne}$ (215 МэВ), в которой почти не должно быть квазиделения, но должен иметь место значительный вклад деления с $E_f(J) = 0$. В пределах погрешности измерений полученные данные оказались совместимыми с выводом об отсутствии зависимости ν_{pre} от отношения масс осколков. Хайнд и другие утверждают также, что для деления при нулевом барьере наблюдаются более короткие времена жизни системы до разрыва. Хилшер и др. [43, 224] исследовали реакции $^{144, 154}\text{Sm} + ^{32}\text{S}$ (838 МэВ) и нашли, что для масс-асимметричных событий ν_{pre} уменьшается.

Систематика ν_{pre} и ν_{post} . Систематика ν_{pre} в зависимости от энергии возбуждения компаунд-системы [227] показана на рис. 42. Наблюдается исключительно хорошее согласие данных, полученных разными группами авторов, за исключением данных работы [41]. Для систем с разными параметрами делимости значения ν_{pre} увеличиваются приблизительно линейно с ростом E_x и с примерно одинаковым наклоном. Главное отличие состоит в том, что с ростом параметра делимости точка пересечения с осью E_x (где $\nu_{pre} = 0$) смещается влево; отчасти это может быть обусловлено соответствующим повышением полного энерговыделения в делении (Q_{fis}).

Хилшер и др. [224] отметили, что если бы для всех делящихся ядер времена жизни до разрыва были примерно постоянными и не зависели от температуры, то можно было бы ожидать примерно по-

стоянные значения ν_{post} . Действительно, время, необходимое для испарения частицы, уменьшается примерно экспоненциально с ростом энергии возбуждения, так что время, необходимое для эмиссии доба-

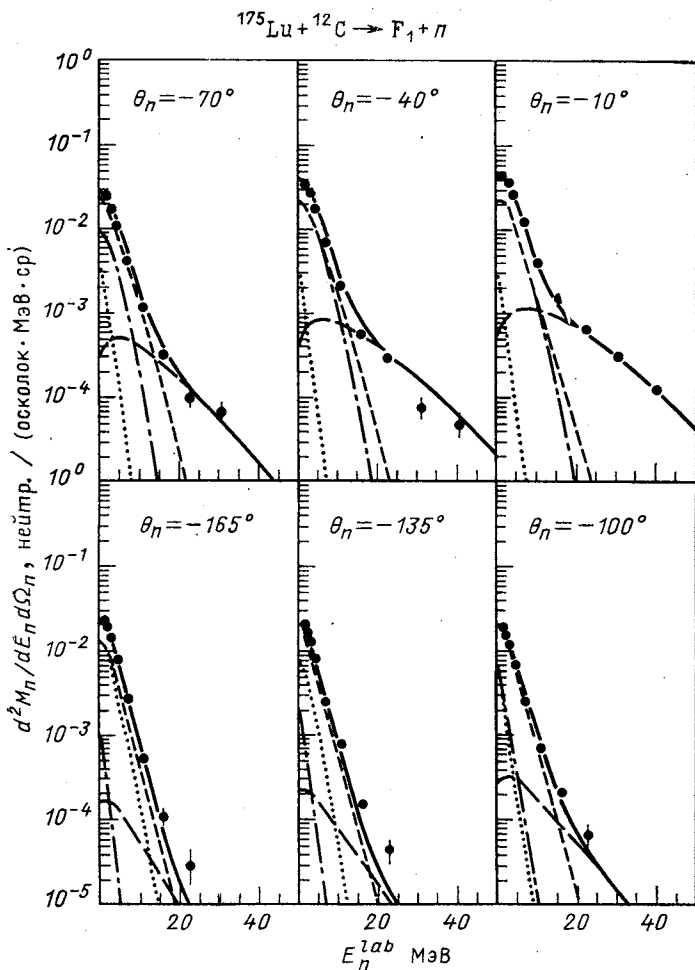
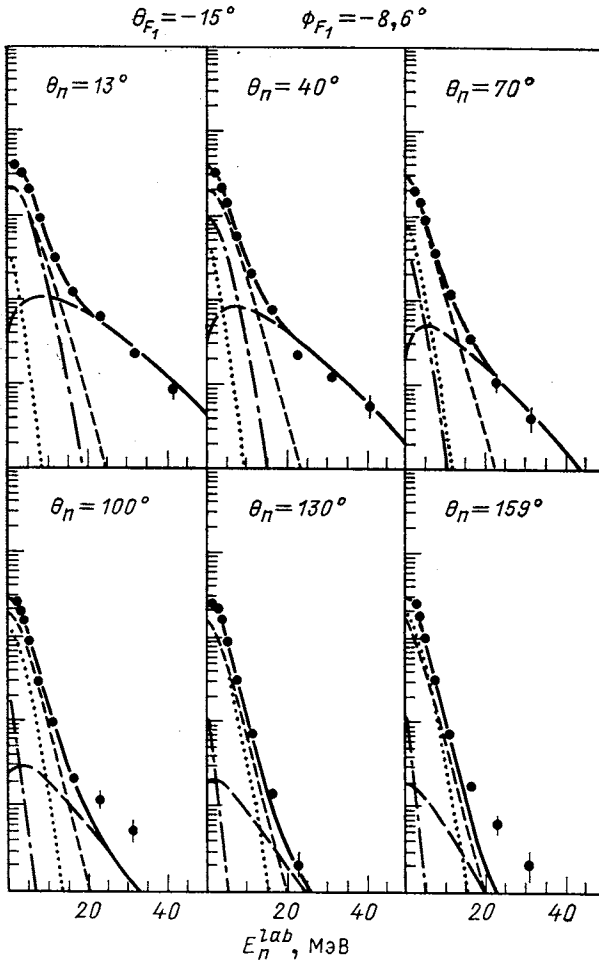


Рис. 41. Энергетические спектры нейтронов, измеренные штриховые кривые с короткими штрихами показывают спектры нейтронов, испускаемых из нейтронов, испаряемых из детектируемых осколков и из сопряженных им осколков соответствующими кривыми с длинными штрихами; сплошные кривые показывают

спектры нейтронов, мало по сравнению с временем, необходимым для эмиссии последнего нейтрона, предшествующего делению. Следовательно, эмиссия этого последнего нейтрона всегда имеет место примерно при одной и той же температуре. Разумеется, ν_{post} зависит

также от B_v и Q_{fis} для конкретной системы, так что можно было бы ожидать повышение v_{post} с ростом параметра делимости. Значения $2v_{post}$ для широкого круга делящихся систем показаны на рис. 43



для процесса «слияние — деление» в реакции $^{176}\text{Lu} + ^{12}\text{C}$: компаунд-системы до ее разрыва; штрихпунктирные и пунктирные кривые отвечают спектрам вентно. Присутствует также высокоэнергетическая предравновесная составляющая, показанную сумму всех составляющих. (Рисунок из работы [38].)

в зависимости от массового числа компаунд-системы, и их поведение вполне соответствует сделанным выше заключениям. Хилшер и другие полагают, что исследование зависимости времен жизни до разрыва от температуры будет в любом случае весьма трудной задачей:

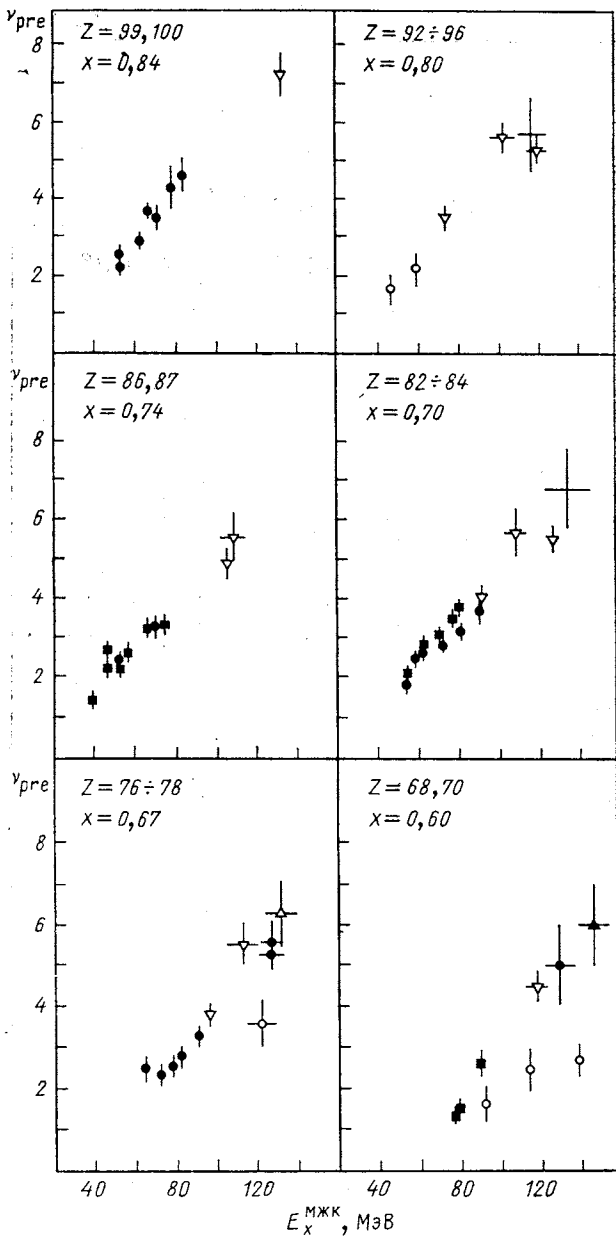


Рис. 42. Систематика ν_{pre} в зависимости от энергии возбуждения компаунд-системы $E_x^{МЖК}$ для различных значений параметра делимости (энергия возбуждения $E_x^{МЖК}$ отсчитана от «жидкокапельного» основного состояния компаунд-ядра). На отдельных графиках объединены результаты для нескольких соседних компаунд-систем. Экспериментальные данные взяты из работ [34, 36—38, 41, 42, 44, 226, 227]. (Рисунок из работы [227]).

даже если первоначально система имела очень высокую температуру, то в этом состоянии она будет находиться крайне малое время из-за очень короткого времени жизни относительно испарения частиц. Хилшер и другие подчеркивают также, что температуры в точке разрыва, которые используются, например, в расчетах по моделям касающихся осколков, являются весьма постоянными и низкими.

Измерения множественности протонов и α -частиц, предшествующих делению. В работах [137, 229—233] был выполнен ряд измерений

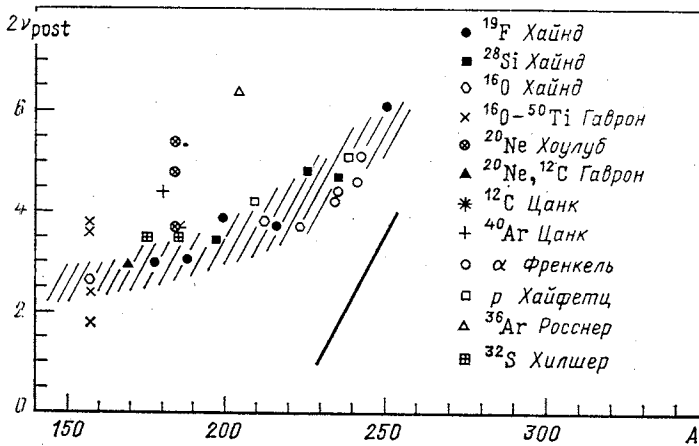


Рис. 43. Множественность нейтронов, испускаемых после деления (т. е. из осколков деления), в зависимости от массового числа компаунд-ядра. Экспериментальные значения $2\nu_{\text{post}}$ взяты из работ [34—38, 41—45, 226, 227] (для идентификации работы, из которой взяты те или иные данные, указана фамилия ее первого автора). Линия в правой нижней части рисунка схематически показывает среднее число нейтронов, испускаемых при спонтанном делении, т. е. при нулевой энергии возбуждения делящегося ядра [6]. (Рисунок из работы [224].)

$\tau_{\text{рге}}$ и $\alpha_{\text{рге}}$, в основном для реакций под действием среднетяжелых бомбардирующих частиц при высоких энергиях, порядка 10 МэВ/нуклон. В противоположность $\nu_{\text{рге}}$ множественности протонов и α -частиц малы ($\sim 0,1$). Кроме того, интерпретация данных и определение времен жизни, связанных с делением, в этих случаях затруднены из-за значительных неопределенностей в коэффициентах трансмиссии для сильно нагретых деформированных конфигураций (исследование этого вопроса представляет большой самостоятельный интерес). Шад и др. [233] наблюдали влияние затенения, вызываемого одним осколком деления, на эмиссию α -частиц из другого осколка и таким образом извлекли время жизни осколка. Отсюда в определенных предположениях относительно E_x и J составной системы и осколков они получили значение $(1-3) \cdot 10^{-20}$ с для времени жизни системы ^{143}Gd с $E_x = 218$ МэВ. Влияние $\nu_{\text{рге}}$ на E_x здесь, по-видимому, учтено не было, хотя оно может изменить результат. Лейси и др. [231]

исследовали эмиссию протонов и α -частиц в совпадении с продуктами типа осколков деления в реакции под действием бомбардирующих частиц ^{40}Ag с энергией 247 и 337 МэВ на мишени из ^{nat}Ag . Было найдено, что при энергии 337 МэВ (247 МэВ) выходы предделительных частиц для событий, отнесенных к квазиделению, в 2 (4) раза меньше, чем для процесса слияние — деление. Авторы [231] полагают, что это является указанием на подобное же отношение времен жизни промежуточных систем, соответствующих этим двум процессам. Хотя исследования данного типа представляют значительный интерес и их следовало бы распространить также на область низких E_x , в которой образование компаунд-ядра является доминирующим процессом, мы не будем рассматривать эти исследования далее из-за многих неопределенностей, связанных с извлечением времен жизни из экспериментальных данных такого типа.

Изучение характеристик γ -квантов, связанных с гигантским дипольным резонансом. Интересный эксперимент был выполнен недавно Тённесеном и др. [234], измерявшими γ -кванты в совпадении с осколками деления в реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. Для регистрации γ -квантов использовался детектор NaI(Tl) размером $25,4 \times 38,1$ см, который был расположен коллинеарно с двумя из четырех детекторов осколков деления, находившихся на угловом расстоянии 90° друг от друга в плоскости, перпендикулярной к направлению пучка. Полученные данные приведены на рис. 44. Видно, что в области $8 < E_\gamma < 12$ МэВ наблюдается большое расхождение результатов измерений с расчетами по статистической модели, выполненными с помощью модифицированной программы CASCADE. Отметим при этом, что энергия ГДР для компаунд-системы ниже, чем для осколков. Расхождение можно устранить, если увеличить интенсивность предделительных γ -квантов в 3—4 раза по сравнению с тем, что предсказывается на основе правила сумм ГДР, которое в других случаях дает хорошее описание данных [91]. Авторы [234] связывают наблюдаемое расхождение с «торможением» делительной степени на ранних стадиях распада, т. е. с эффектом $\tau_p \leq \tau_{fe}$; включив этот эффект в программу CASCADE, они получают превосходное описание измеренных γ -спектров. Однако возможность того, что наблюдаемый избыток γ -квантов частично или полностью обусловлен эмиссией во время перехода от седловой точки к точке разрыва, они, по-видимому, не рассматривают. Исходя из хорошего описания данных, достигнутого с учетом эффекта $\tau_p \leq \tau_{fe}$, и из сравнения выходов γ -квантов, измеренных под углами 0 и 90° относительно спина компаунд-ядра, авторы [234] заключают, что предделительные γ -кванты испускаются из вытянутой системы, обладающей деформацией $\beta \approx 0,33 \pm 0,06$. К сожалению, имеются некоторые сомнения [226] в сечениях образования продуктов испарения и вытекающих отсюда параметрах статистической модели [212], на которых был основан анализ в работе [234]. Представляло бы значительный интерес повторение этого анализа после проведения новых измерений σ_{ER} ; при этом следовало бы

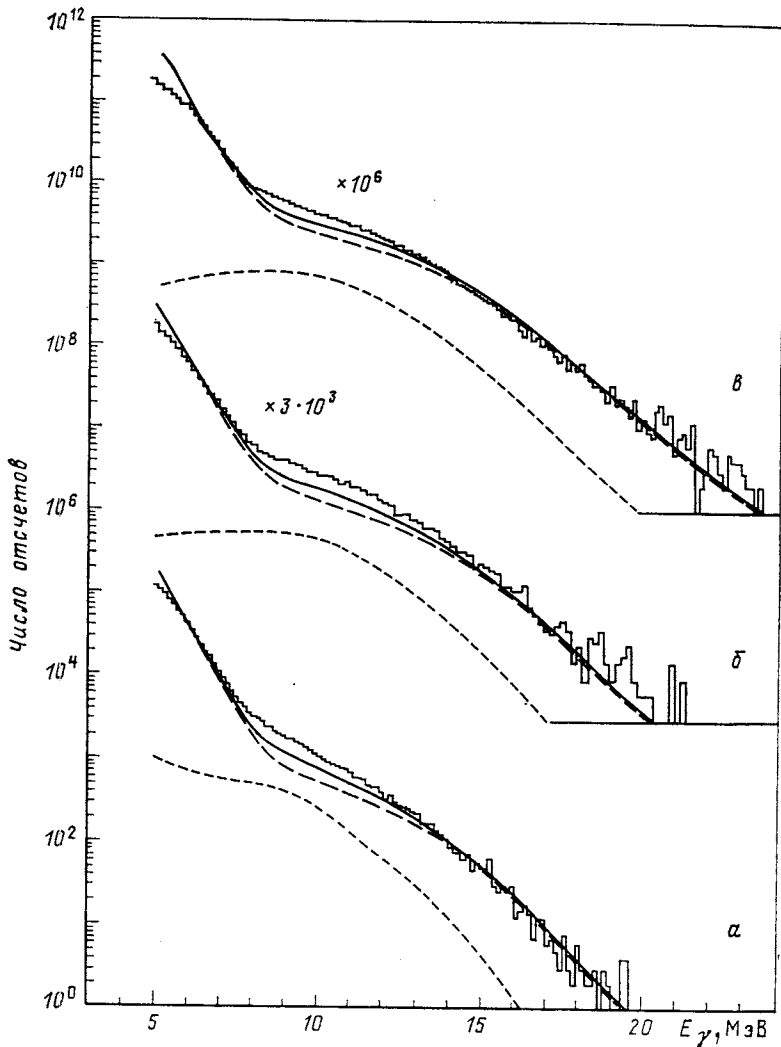


Рис. 44. Спектры γ -квантов, измеренные в реакции $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ при энергии бомбардирующих частиц ^{16}O , равной 100 (а), 120 (б) и 140 МэВ (в). Приведены также результаты расчетов по программе CASCADE: штриховые кривые с короткими и длинными штрихами показывают расчетные спектры γ -квантов, испускаемых до и после деления соответственно, а сплошные кривые — расчетные полные γ -спектры. (Рисунок из работы [234].)

учесть также результаты измерения ν_{pre} для системы $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, которые теперь имеются [226]. Измерения γ -квантов, связанных с гигантским дипольным резонансом, являются ценным дополнением наших методов исследования диссипативных эффектов в делении.

При этом изучение систем легче ^{224}Th может в некоторых отношениях быть более простым из-за меньших значений Q_{fis} и соответственно более высоких значений отношения числа γ -квантов, испускаемых до и после деления.

3. ЯДЕРНАЯ ДИНАМИКА И ДИССИПАЦИЯ

Динамика деления является одной из наиболее актуальных проблем современной ядерной физики. Она связана с исследованием уникальной сверхплотной квантовой ферми-жидкости в условиях систем с конечным числом частиц, с изучением соответствующих консервативных потенциалов и диссипативных процессов. Превосходное обсуждение физических основ этой проблемы дано в работах [235, 236]. Хотя интерес к жидкокапельной модели ядра возник еще на ранних этапах ядерной физики, на протяжении многих последующих лет он убывал, что отчасти было обусловлено большими успехами оболочечной и родственных ей моделей, применявшихся в ядерной спектроскопии. Последние были развиты в основном для ядер с нулевой или очень низкой температурой. В этих моделях полагают, что нуклоны движутся в некотором среднем поле почти независимо друг от друга, если отвлечься от парных корреляций. В противоположность атому, в котором электроны связаны кулоновским полем расположенного в центре массивного ядра, ядерное среднее поле, связывающее нуклон, генерируется всеми другими нуклонами. Поэтому ядерное среднее поле допускает возможность коллективных движений, таких, как вращения и колебания, которые наблюдаются также для капель жидкости.

Исследования ядерной динамики при конечных температурах начались лишь с появлением ускорителей тяжелых ионов, которые открыли широкие возможности для изучения столкновений двух массивных ядер. В 70-х годах в связи с обнаружением глубоконеупругих столкновений внимание снова оказалось сосредоточенным на аналогии между ядром и каплей жидкости, однако представления об этой аналогии были уже гораздо более глубокими, чем в 30-х годах (см., например, монографию [121]). Исследования глубоконеупругих реакций позволили выявить иерархию времен релаксации, характеризующих крупномасштабное движение ядерного вещества; эти времена лежат в диапазоне от $\lesssim 10^{-22}$ с для степени свободы, связанной с избытком нейтронов N/Z , до $\sim 5 \cdot 10^{-21}$ с для степени свободы, связанной с движением массы. Другими примерами крупномасштабного коллективного движения являются деление, квазиделение и слияние сложных ядер; результаты исследований всех этих процессов указывают на то, что движение ядерной жидкости является «ползучим» и характеризуется сверхкритическим затуханием.

В обычных жидкостях или даже в необычных, таких, как жидкий ^3He (который, будучи квантовой ферми-жидкостью, является ближайшим аналогом ядра), средняя длина свободного пробега частиц

между столкновениями λ , как правило, много меньше размеров системы. В таких случаях, как показано на рис. 45, а, необратимая потеря коллективной энергии пластины, движущейся со скоростью U , и ее трансформация в тепловую энергию происходит за счет хорошо известной двухтельной вязкости η . Используя для η результат кинетической теории газов, скорость потери энергии на единицу площади можно определить выражением

$$\frac{dE}{dt} = \eta \frac{U^2}{d} \simeq \frac{1}{3} \rho \bar{c} \frac{\lambda}{d} U^2, \quad (22)$$

где \bar{c} — средняя скорость частиц; ρ — плотность, а d — расстояние между пластинами (рис. 45). В системе ферми-частиц принцип Паули

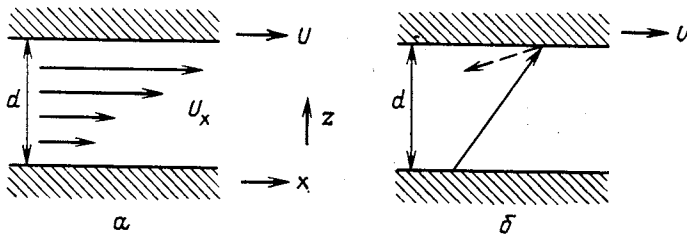


Рис. 45. Простая иллюстрация двух крайних видов диссипации, приводящих к потере коллективной энергии верхней пластины, движущейся со скоростью U (нижняя пластина неподвижна):

a — обычная двухтельная вязкость. Горизонтальные линии показывают скорости в различных точках газа. Предполагается, что градиент скорости dU_x/dz линейен по z , *b* — однетельная диссипация. Сплошная линия показывает траекторию частицы, которая испускается из нижней пластины, соударяется с движущейся верхней пластиной, прилипает к ней, а затем, спустя некоторое время, испускается в случайном направлении (штриховая линия)

сильно препятствует двухтельным столкновениям, так что λ уменьшается с ростом температуры примерно пропорционально T^{-2} , в то время как \bar{c} практически не зависит от T ; следовательно, η и dE/dt изменяются пропорционально T^{-2} , что и наблюдается для больших x объемов жидкого ${}^3\text{He}$ [237]. Полная потеря энергии системы за счет диссипации определяется интегрированием по объему соответствующих квадратов градиентов скорости.

В отличие от жидкого ${}^3\text{He}$ число частиц, составляющих ядро, мало и λ значительно больше размеров ядра, так что диссипация за счет двухтельных столкновений внутри ядра оказывается слабой. Диссипативная потеря энергии может быть вызвана также столкновениями частиц с поверхностью, как это имеет место в газе Кнудсена. Простую иллюстрацию этой «однетельной» диссипации дает рис. 45, б. Важное предположение здесь состоит в том, что когда частица ударяется о любую из двух пластин, она сперва прилипает к пластине, а затем испускается в случайном направлении с распределением скорости, соответствующим температуре этой пластины; существенно, что частица полностью «забывает» предыдущее соударение с движущейся пластиной до того, как соударяется с ней вновь.

При этих условиях в среднем каждая частица с массой m передает движущейся пластине момент $-mU$. Поэтому

$$dE/dt \simeq (1/4) \rho \bar{c} U^2, \quad (23)$$

откуда следует, что скорость потери энергии практически не зависит от T . В ядре имеют место столкновения нуклонов с движущимися «стенами» ядерной поверхности. Полная потеря энергии за счет диссипации определяется здесь интегралом по поверхности от квадратов

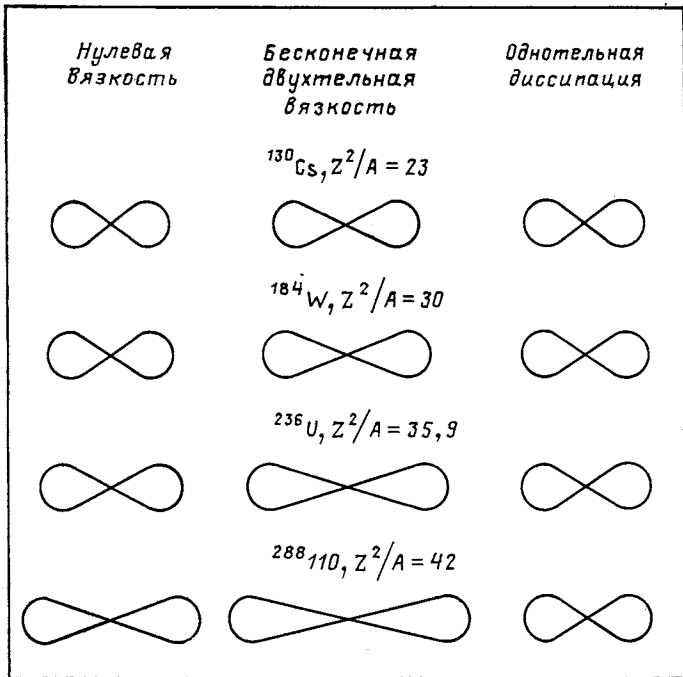


Рис. 46. Влияние диссипации на формы в точке разрыва для делящихся ядер с различными Z^2/A при $J = 0$. В первой колонке показаны разрывные формы для случая нулевой вязкости, а в двух других — для бесконечной двухтельной вязкости и для однотельной диссипации. (Рисунок из работы [174].)

компонентов скорости, перпендикулярных поверхности, и в этом состоит существенное отличие однотельной диссипации от двухтельной. Вследствие этого тип действующей «вязкости» оказывает глубокое влияние на динамику коллективного ядерного движения. Это иллюстрирует рис. 46, где показаны формы делящихся ядер в точке разрыва, рассчитанные Блоцким и др. [174]. Отметим, что по сравнению со случаем нулевой вязкости двухтельная (однотельная) диссипация приводит к более (менее) вытянутым конфигурациям в точке разрыва. Это происходит потому, что в случае двухтельной вязкости

система стремится минимизировать градиенты скорости, в то время как в случае однотельной вязкости она стремится минимизировать число нуклонов, которые могут пересекать область между движущимися «стенами».

Теория однотельной диссипации, первоначально базировавшаяся на классической кинетической теории, была развита Святецким и сотр. [174, 238]. Они получили так называемую формулу «стены», подобную соотношению (23), которая применима к ядерным конфигурациям без (или почти без) шейки, а также формулу «окна» для конфигураций с явно выраженной шейкой. Если две половины конфигурации с шейкой мы обозначим A и B , площадь окна (или поперечного сечения шейки) между ними $\Delta\sigma$, а скорость движения B относительно A обозначим u , то формула окна для диссипативной силы, действующей на A из-за наличия B , будет иметь вид

$$F_{BA} = (1/4) \rho \bar{c} \Delta\sigma (2u_{\parallel} + u_{\perp}), \quad (24)$$

где u_{\parallel} и u_{\perp} — составляющие скорости, первая из которых параллельна нормали к $\Delta\sigma$, а вторая — перпендикулярна ей. Заметим, что в общем случае сила F_{BA} не параллельна u , так как для нормального трения коэффициент вдвое больше, чем для тангенциального трения. Кроме того, механизм диссипации заключается здесь не в отражении частиц от поверхности, а в передаче частиц между двумя подсистемами (A и B), находящимися в состоянии относительного движения. В действительности формула «окна» применима к системам с очень «тонкими» шейками. В промежуточной ситуации при более «толстых» шейках должны действовать и механизм окна, и механизм стены, однако удовлетворительный подход к рассмотрению таких ситуаций еще не найден. Пока использовались лишь простые ad hoc интерполяции между этими двумя крайними режимами (см., например, [115]), хотя и предпринимаются попытки решить эту проблему на основе теории линейного отклика [239, 239a]. Механизм однотельной диссипации предсказывает, что ядра действительно должны обладать очень сильной вязкостью и что ядерное движение должно характеризоваться сверхкритическим затуханием, как того требуют экспериментальные данные, полученные при изучении глубоконеупругих столкновений.

Как уже было отмечено, для применимости формулы стены важным условием является разупорядочение движения частиц после столкновения со стеной. Легко представить, что это могло бы иметь место в тех случаях, когда стена является достаточно иррегулярной; разупорядочению могли бы способствовать также слабые остаточные взаимодействия между частицами. Неясно, однако, как это условие могло бы выполняться в системах с совершенной симметрией, таких, как сферы или слабо деформированные сфероиды. Блоцки и др. [174] на основе квантовомеханических расчетов показали, что в системах, обладающих симметрией, диссипация значительно ослабевает. Для механизма окна эта трудность не возникает, поскольку можно ожи-

дать, что частица, прошедшая через малую (тонкую) шейку, испытает много столкновений со стенами, прежде чем снова вернется к шейке. Подробные обсуждения данной проблемы можно найти в работах [223, 238, 240—243].

В ряде работ теоретические основы формулы стены обсуждались с более микроскопической точки зрения. Гриффин и Дворжецка [244], а также Яннулеас [245] провели расчеты затухания гигантских резонансов в рамках приближения случайных фаз; результаты их расчетов указывают на то, что в этих случаях простая формула стены завышает однотельную диссипацию примерно в 10 раз. Они считают этот результат достаточно общим и полагают, что значительную роль может играть двухтельная диссипация вблизи поверхности ядра, поскольку принцип Паули, который подавляет двухтельные столкновения внутри ядра, в поверхностной области действует не столь эффективно. Фиолхайс [246] приходит к заключению о том, что однотельная диссипация не является адекватной для гигантских резонансов низкой мультипольности, но дает приемлемое описание в случаях, связанных с деформациями высокой мультипольности, таких, как деление и реакции с тяжелыми ионами. Райнхард и др. [247], использовавшие диссипативную адиабатическую теорию среднего поля, сообщают, что при определенных условиях однотельная диссипация исчезает. Для достижения реального понимания механизма диссипации в ядрах необходимы дальнейшие гораздо более детальные исследования. Пока же, по-видимому, ясно, что формула стены завышает диссипацию для систем, обладающих высокой симметрией. Кроме того, даже если значительная часть диссипации действительно обусловлена двухтельными взаимодействиями на поверхности ядра, формула стены, умноженная на некоторый параметр (k_s), характеризующий силу диссипации, может тем не менее служить полезным феноменологическим инструментом [244, 248, 249]. Влияние ряда возможных эффектов симметрии на ядерную динамику показано на рис. 47 согласно Святецкому [243]. Как следует отсюда, формула стены соответствует высокотемпературному (хаотическому) режиму, в то время как в режиме нулевой температуры (в упорядоченном режиме) доминирующую роль играют симметрии. Ни режим нулевой температуры, ни промежуточный режим пока еще не получили адекватного рассмотрения, и это остается актуальной задачей для будущих исследований.

До сих пор мы полагали, что смысл диссипации, вязкости или трения в ядрах является очевидным. Однако это далеко не так. Для шарика, инжектируемого со скоростью u_0 в вязкую жидкость, в отсутствие гравитации скорость в момент времени t будет определяться с применением закона Стокса выражением

$$u(t) = u_0 \exp[-t/(M/6\pi\eta R)] = u_0 \exp(-t/\tau), \quad (25)$$

где M и R — масса и радиус шарика, а τ — время релаксации. С ростом t скорость и кинетическая энергия шарика стремятся к нулю,

Величина D связана со значением силы $\delta F(t)$, а функция $\delta(t-s)$ имеет резкий максимум при $t=s$ с характерной шириной τ_m , соответствующей времени между двумя последовательными столкновениями броуновской частицы с молекулами жидкости. Уравнение движения (уравнение Ланжевена) имеет вид

$$M \frac{d}{dt} \mathbf{u}(t) = -\xi \mathbf{u}(t) + \delta F(t). \quad (28)$$

Одно решение этого уравнения есть

$$\langle \mathbf{u}(t) \rangle = \mathbf{u}_0 \exp[-t/(M/\xi)], \quad (29)$$

откуда следует, что с ростом t средняя коллективная скорость $\langle \mathbf{u}(t) \rangle$ стремится к нулю со временем релаксации M/ξ . Однако средняя кине-

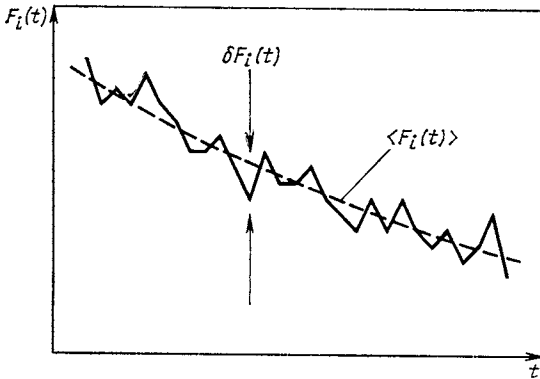


Рис. 48. Схематическое изображение i -й составляющей силы $F(t)$ с выделением ее средней части $\langle F_i(t) \rangle$ (штриховая кривая) и флуктуирующей части $\delta F_i(t)$. (Рисунок из работы [241].)

тическая энергия не стремится к нулю, поскольку частица все же испытывает удары молекул. Можно показать, что

$$\left\langle \frac{M}{2} [\mathbf{u}(t)]^2 \right\rangle = \frac{M}{2} u_0^2 \exp\left(-\frac{2\xi}{M} t\right) + \frac{3}{2} \frac{D}{\xi} \left[1 - \exp\left(-\frac{2\xi}{M} t\right) \right]. \quad (30)$$

При $t \rightarrow \infty$ соотношение (30) дает значение $\frac{3}{2} \frac{D}{\xi}$ для тепловой энергии частицы, потерявшей свою начальную коллективную энергию $(1/2) M u_0^2$. С другой стороны, на основе классического равнораспределения мы ожидаем тепловую энергию $(3/2) T$ (постоянная Больцмана выбрана равной единице). Следовательно,

$$D = T\xi. \quad (31)$$

Это выражение является простой формой соотношения Эйнштейна, связывающего коэффициент трения, температуру тепловой ванны и флуктуирующую силу $\delta F(t)$. Отметим, что в некотором смысле D характеризует силу взаимодействия между коллективными и тепловыми возбуждениями; если $D = 0$, то взаимодействия нет и нет трения. Как показано на рис. 49, броуновское движение частицы, имеющей скорость u_1 в момент времени t_1 , приводит к процессу типа диффу-

зи в пространстве скоростей. С течением времени среднее значение скорости стремится к нулю, а распределение вероятностей расширяется.

Из-за того что уравнение Ланжевена содержит флуктуирующую силу $\delta F(t)$, оно с трудом поддается решению аналитическими методами, хотя и может быть решено путем численных траекторных расчетов [250]. По этой причине применительно к ядрам чаще используется уравнение Фоккера—Планка (УФП), которое может быть

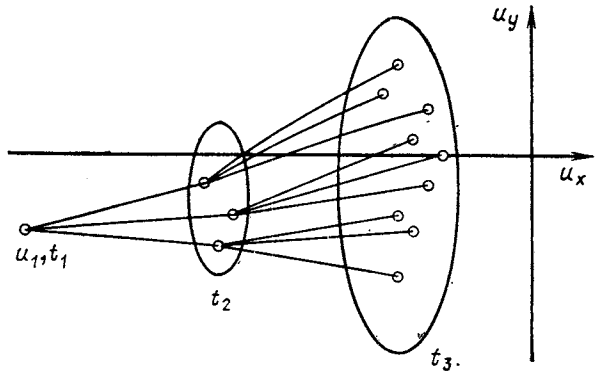


Рис. 49. Марковская диффузия броуновской частицы в пространстве скоростей. В момент времени t_1 частица имеет начальную скорость u_1 . (Рисунок из работы [241].)

получено из уравнения Ланжевена при определенных предположениях. Одно из важных предположений состоит в том, что процесс является марковским, т. е. $\tau_m \ll \tau_{\text{coll}}$, где τ_{coll} — типичное время коллективного движения.

Хотя диссипативные явления в ядрах действительно напоминают процессы, связанные с броуновским движением, имеют место также и значительные отличия, которые делают решение ядерной задачи гораздо более деликатной проблемой. Отношение M/m для ядра составляет лишь $\sim 10^2$ в отличие от $\sim 10^{20}$ для броуновского движения, поэтому в случае ядра ожидаются большие флуктуации и большие силы трения [см. соотношение (31)]. Вероятность формирования коллективного движения в ядре, первоначально имевшем лишь тепловую энергию возбуждения, определенно не равна нулю, в отличие от того, что имеет место для шарика в вязкой жидкости. Ядро является изолированной системой с малым числом составляющих ее частиц, и времена релаксации для разных степеней свободы здесь различаются не слишком сильно. Более детальное обсуждение этой сложной темы можно найти в превосходных обзорах Вайденмюллера [223] и Фелдмайера [240, 241], которым мы в основном следовали в этом кратком введении; роль возможных квантовомеханических эффектов в рассмотренных, основанных на классических транспортных уравнениях, обсуждается в работе [251].

Применение теории диссипации к делению. Исследования глубоководных столкновений принесли много информации о дисси-

падии в ядрах. Однако эта информация относится к почти касательным соударениям, в которых образуется двойная ядерная система с малой (тонкой) шейкой. В этих случаях передачи массы в среднем почти нет и интерпретация экспериментальных данных является неоднозначной, хотя эти данные и свидетельствуют о наличии сильной диссипации. Очень большой интерес представляют исследования диссипации в делении и квазиделении, потому что такие исследования должны пролить свет на диссипацию в ядерных моносистемах и, возможно, дать информацию о влиянии симметрий, в особенности на стадии до достижения седловой точки.

Систематика кинетических энергий осколков деления и данные о $v_{\text{рге}}$, которые, по-видимому, требуют движения со сверхкритическим затуханием, свидетельствуют в пользу гипотезы об одностельной, а не двухстельной динамике. Полные кинетические энергии осколков складываются из кулоновских энергий в точке разрыва и предразрывных кинетических энергий с учетом также небольшой добавки, обусловленной вращением. Как показывает рис. 46, в случае двухстельной вязкости разрывные конфигурации являются более вытянутыми и, следовательно, характеризуются меньшей кулоновской энергией, чем в случае одностельного трения. Однако, произвольно выбирая низкое значение двухстельной вязкости ($\sim 30\%$ ее значения, соответствующего критическому затуханию), можно получить достаточно большую предразрывную кинетическую энергию осколков и тем самым достичь превосходного описания экспериментальных данных о полных кинетических энергиях осколков; хорошее описание экспериментальных данных может быть получено также с помощью одностельной диссипации [252]. Кинетические энергии осколков чувствительны к вязкости только для делящихся систем с $Z \geq 80$, поскольку для более легких систем различие седловых и разрывных конфигураций относительно мало. По-видимому, точное соответствие расчетных и экспериментальных данных не следует рассматривать слишком серьезно из-за многих приближений, которые необходимо использовать при проведении расчетов. Тем не менее тот факт, что хорошее описание экспериментальных данных может быть достигнуто на основе теории одностельной диссипации без подгонки основных параметров, является обнадеживающим. Недавно, однако, для описания кинетических энергий осколков Никс и Сирк [249] применили развитую ими модель «поверхностной» одностельной диссипации и нашли, что для адекватного воспроизведения экспериментальных данных необходимо понизить результат простой формулы стены на фактор $k_s \sim 0,5$ для сравнительно легких делящихся систем и на фактор $k_s \sim 0,2$ для наиболее тяжелых систем. Возможно, это означает, что симметрии действительно приводят к ослаблению одностельной диссипации типа столкновений со стеной, поскольку чем тяжелее ядро, тем ближе его конфигурация в седловой точке к сферической. С другой стороны, в таком случае можно было бы ожидать, что k_s будет зависеть от формы делящейся системы. Расчетные данные об

эволюции во времени формы ядра за седловой точкой показаны на рис. 50 для различных значений k_s . Отметим, что в этом случае τ_{ss} примерно пропорционально k_s , вероятно, потому, что система, как и следовало бы ожидать, основную часть времени проводит вблизи седловой точки, где движущая сила является наименьшей.

Первое применение одномерного УФП к делению ядер принадлежит Крамерсу [100]. Он установил, что стационарное значение дели-

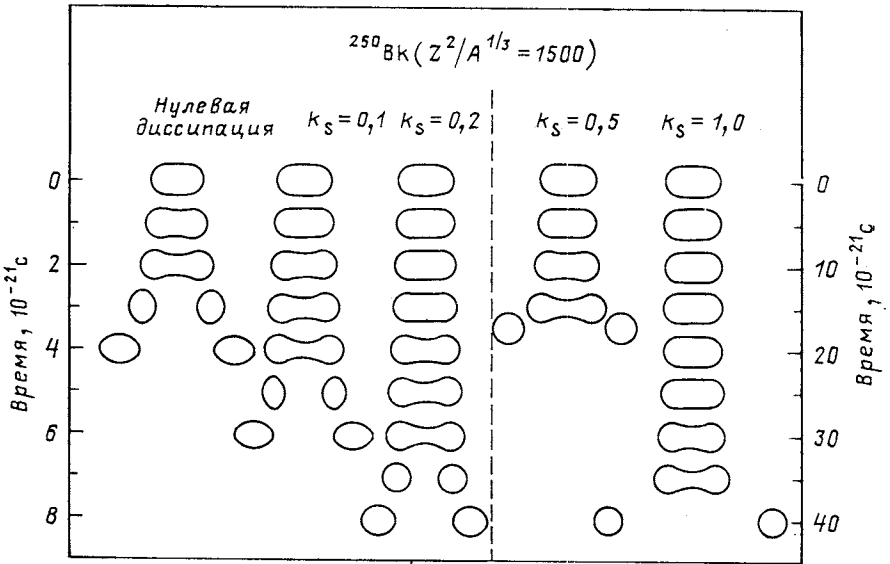


Рис. 50. Влияние поверхностной относительной диссипации на динамическую эволюцию ядра с $Z^2/A^{1/3}=1500$ и $J=0$ за седловой точкой; ядерная температура принята равной 2 МэВ. (Рисунок из работы [249].)

тельной ширины Γ_{fh} после формирования больцмановского распределения в седловой точке ($t \gg \tau_{fe}$) определяется (при $\beta \geq \omega_0/10$) выражением

$$\Gamma_{fh} = \Gamma_f^{\text{BW}} \{ [1 + (\beta/2\omega_0)^2]^{1/2} - \beta/2\omega_0 \}, \quad (32)$$

где β — приведенный коэффициент ядерного трения [253]; ω_0 — частота перевернутого осциллятора, моделирующего потенциальную энергию ядра вблизи седловой точки, а Γ_f^{BW} очень близка к ширине деления Бора—Уилера, используемой в расчетах по стандартной статистической модели. Отметим, что β связано с ξ соотношения (29) как $\beta = \xi/M$ и имеет размерность с^{-1} . В работах [254, 255] результаты Крамерса были обобщены на случай n измерений. Критическое затухание имеет место при $\gamma = \beta/2\omega_0 = 1$. Вязкость снижает ток вероятности через барьер, и это приводит к существенному

уменьшению делительной ширины по сравнению с Γ_f^{BW} ; например, $\Gamma_{fh} = 0,41\Gamma_f^{BW}$ при $\gamma = 1$. Это иллюстрирует рис. 51, где можно видеть, что по мере увеличения γ всевозрастающая часть потока возвращается назад к равновесной деформации. Этот рисунок подчеркивает также большие флуктуации, которые имеют место в диффузии броуновского типа, и тот факт, что величины типа τ_{ss} являются лишь средними.

Гранже, Вайденмюллер и другие рассматривали эволюцию во времени классической плотности вероятности в седловой точке на основе

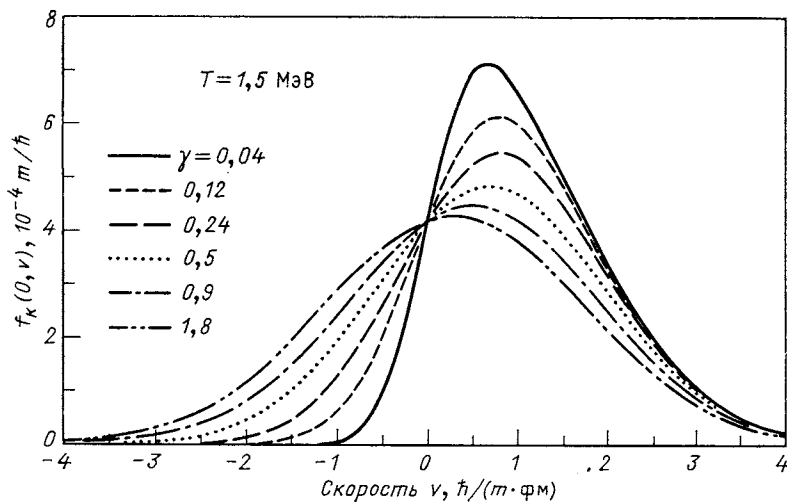


Рис. 51. Распределения по скорости в седловой точке $f_k(0, v)$, соответствующие стационарному решению Крамерса, для различных значений коэффициента диссипации γ . Скорость дана в единицах $\hbar/(m \cdot \text{фм})$, где $m = 60$ а. е. м. — коэффициент инерции. (Рисунок из работы [256].)

УФП для двумерного фазового пространства, образованного деформационной координатой q и сопряженным ей импульсом p [253—255, 257—264]. Это рассмотрение было ориентировано, в частности, на определение числа нейтронов, испускаемых на стадии до достижения седловой точки. Обзор этих работ был дан Вайденмюллером [265].

Корректное решение данной проблемы потребовало бы полного динамического рассмотрения процесса от момента первого касания партнеров реакции до достижения седловой точки. Такой подход пока еще не был реализован. Вместо этого полагают, что при $t = 0$ ядро начинает движение с «холодной» делительной степенью свободы и гауссовыми распределениями по p и q , сконцентрированными в первом минимуме статического деформационного потенциала $V(q)$ (при равновесной деформации); при этом ширины начальных распределений по p и q приближенно связывают с нулевыми колебания-

ми в потенциале $V(q)$. Примеры $V(q)$ даны на рис. 52, а на рис. 53 показана зависимость скорости распада путем деления от времени. Как следует из рис. 53, относящегося к ядру с $E_f = 4$ МэВ, при $T = 5$ МэВ, т. е. при $E_f/T < 1$, скорость распада превышает асимптотическое значение Крамерса. Это означает, что переходные эффекты начинают доминировать и что больше нет смысла говорить о формировании больцмановского распределения в седловой точке. При

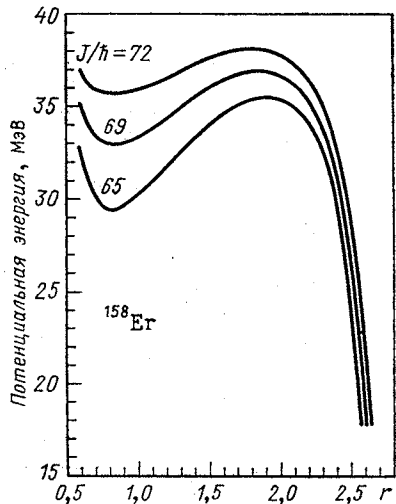


Рис. 52. Потенциальная энергия как функция расстояния r между центрами масс двух половин делящегося ядра ^{158}Er для ряда значений углового момента J . Потенциальная энергия отсчитана от ее значения для неврещающегося сферического ядра, а расстояние r дано в единицах $R_0 = 1,6 \cdot (158)^{1/3}$ фм = 6,27 фм. (Рисунок из работы [261].)

низких значениях E_f/T деление осуществляется фактически одним броском через седловую точку. Кроме того, при этих условиях переходное время τ_{fe} перестает зависеть от β . Зависимость τ_{fe} от β показана на рис. 54. Резкое уменьшение τ_{fe} при малых β отражает усиление взаимодействия между тепловой ванной и коллективной степенью свободы, в то время как более медленный рост τ_{fe} после прохождения минимума обусловлен возрастающей вязкостью, которая замедляет ток вероятности через барьер. Расчеты на основе УФП допускают возможность учета флуктуаций делительной степени свободы, но получить такое решение в настоящее время трудно, за исключением специальных случаев, в которых ограничиваются единственной деформационной координатой q и постоянным коэффициентом трения β . Все эти ограничения являются нереалистическими, и в этом смысле такие расчеты следует рассматривать как схематические.

Наиболее детальный теоретический анализ экспериментальных данных о ν_{pre} был выполнен Гранже и др. [261] и Гавроном и др. [41] для четырех реакций, приводящих к ^{158}Er [40, 41]. В этих работах ν_{pre} рассчитывалось в рамках вышеупомянутых идей путем численного решения связанных уравнений [261] либо с помощью монте-

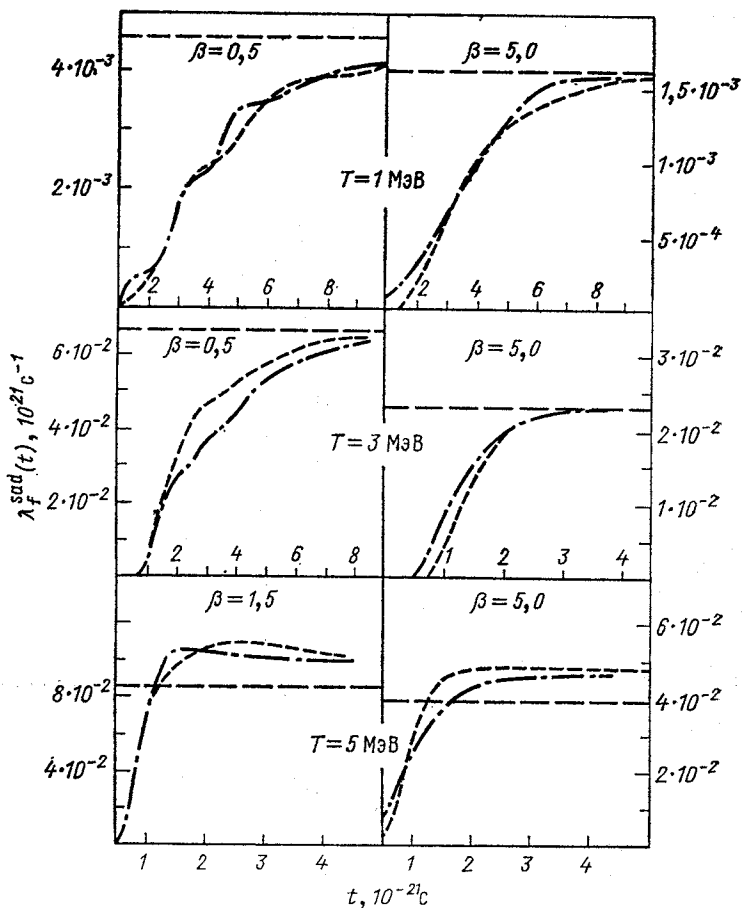


Рис. 53. Зависимость скорости деления $\lambda_f^{\text{sad}}(t)$, вычисленной в седловой точке для ядра с $A = 248$ и $E_f = 4$ МэВ, от времени для различных значений приведенного коэффициента трения β . Левая (правая) часть рисунка соответствует случаю движения коллективной переменной в потенциальном «кармане» с докритическим (сверхкритическим) затуханием: штриховые кривые — результаты численных расчетов; штрихпунктирные кривые — результаты аналитических аппроксимаций; горизонтальные штриховые линии показывают квазистационарные значения Крамера. (Рисунок из работы [257].)

карловской программы для расчетов по статистической модели RASE2, модифицированной для учета эффектов динамической задержки деления и использующей барьеры деления МКР [41]. С помощью аналитического выражения, полученного Никсом и др. [256, 266], на основе УФП учитывалась также эмиссия нейтронов во время перехода от седловой точки к точке разрыва. Потенциал $V(q)$ (см. рис. 52) при равновесной деформации и в седловой точке

рассчитывался так же, как и в работе [13], а его значения между равновесной деформацией и седловой точкой были получены в предположении, что здесь формы системы соответствуют равновесным конфигурациям для более высоких значений J . Формы системы за седловой точкой генерировались на основе рассмотрения недисси-

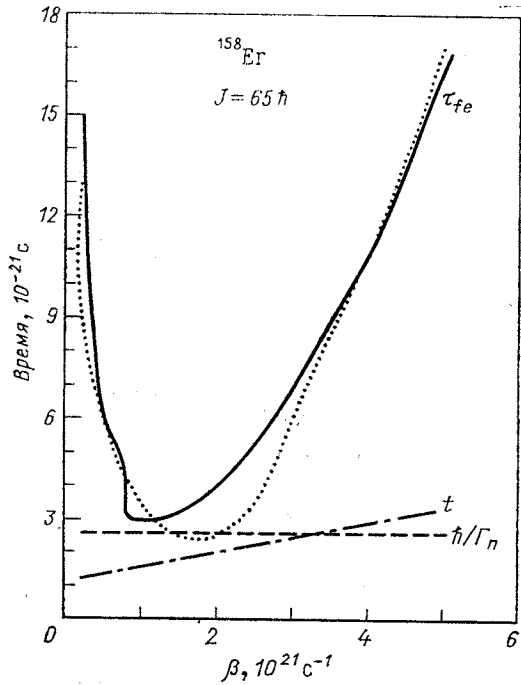


Рис. 54. Зависимость характерных времен различных процессов от приведенного коэффициента трения β :

кривые, обозначенные τ_{fe} , показывают время установления квазистационарного тока вероятности через барьер (сплошная кривая—результат решения УФП, пунктирная—результат аналитической аппроксимации этого решения); штрихпунктирная кривая (t) показывает время перехода от седловой точки к точке разрыва, а штриховая кривая (\hbar/Γ_n)—среднее время, необходимое для эмиссии первого нейтрона. (Рисунок из работы [41].)

пативной динамической эволюции вращающегося ядра в предположении, что оно является аксиально-симметричным [252]. Для вычисления значений «переходного времени» τ (т. е. времени, необходимого для достижения 90 % стационарного тока вероятности Крамерса) использовались различные аналитические аппроксимации результатов численных решений УФП [257, 260].

В расчетах использовались значения параметров статистической модели, найденные в [26], за исключением a_f/a_n , которое необходимо было увеличить, чтобы привести расчетные значения σ_{fis} к согласию с экспериментом; напомним, что и поправка Крамерса, и эффект τ_{fe} снижают σ_{fis} (рис. 55). Сравнение расчетных и экспериментальных результатов для реакции $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd}$ дано на рис. 56. Данные для реакций под действием бомбардирующих частиц ^{24}Mg и ^{32}S , также приводящих к ^{158}Er , исключают область низких значений β , и, по утверждению авторов [41], их результаты соответствуют $\beta \sim 6 \times 10^{21} \text{ с}^{-1}$, что в 2–3 раза превышает значение, необходимое для

критического затухания. Если экспериментальные данные работы [41] занижены, как указывают на то результаты работ [42, 227], то потребовалось бы более высокое значение β . Для реакций под

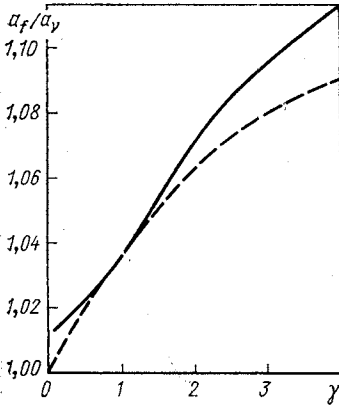


Рис. 55. Зависимость параметра a_f/a_v от коэффициента диссипации $\gamma = \beta/(2\omega_0)$, полученная из результатов теоретического описания данных о вероятности низкоэнергетического деления:

штриховая кривая соответствует случаю, когда в расчетах учитывается только поправка Крамерса, определяемая формулой (32); сплошная кривая получена с учетом поправки Крамерса и эффекта динамической задержки деления (τ_{fe}); наиболее сильное влияние эффекта τ_{fe} на a_f/a_v наблюдается там, где значение τ_{fe} является наибольшим, т. е. при малых и больших значениях β , см. рис. 54. (Рисунок из работы [261].)

действием ^{16}O величина $\beta \sim 6 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ означает, что $\tau \sim (20-30) \times 10^{-21} \text{ с}$ и $\tau_{ss} \sim 5 \cdot 10^{-21} \text{ с}$. При $\Gamma_{fh} \ll \Gamma_v$ среднее время до деления

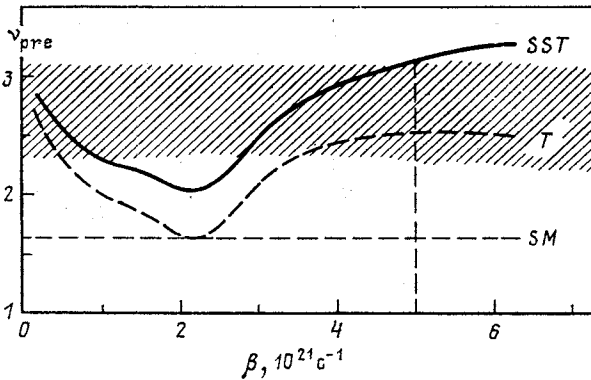


Рис. 56. Зависимость средней множественности предделительных нейтронов ν_{pre} для реакции ^{16}O (207 МэВ) + ^{142}Nd от приведенного коэффициента трения β . Показаны также результаты расчетов по стандартной статистической модели (штриховая линия SM), расчетов, учитывающих эффект τ_{fe} (штриховая кривая T), и расчетов, в которых наряду с эффектом τ_{fe} учитывается эмиссия нейтронов во время перехода от седловой точки к точке разрыва (сплошная кривая SST). Экспериментальный результат работы [41] показан заштрихованной полосой, пересечение которой со сплошной кривой определяет верхний предел β , показанный вертикальной штриховой линией. (Рисунок из работы [261].)

характеризуется значением $\sim \hbar/\Gamma_v$, что больше τ . Однако при $\Gamma_{fh} \gg \gg \Gamma_v$ деление сильно конкурирует с эмиссией нейтронов в диапазоне времен, меньших τ , так что в среднем оно наступает до уравнове-

шивания делительной степени свободы в седловой точке; это может привести к определенным последствиям для угловых распределений осколков деления [41]. В работе [258] теоретически исследовалось влияние ядерного трения на времена жизни ядер относительно спонтанного деления и верхний предел β для этого процесса был установлен на уровне $3 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$. Это совместимо с нулевой диссипацией и вполне соответствует тому, что ожидается для упорядоченного режима низкотемпературной коллективной ядерной динамики (см. рис. 47).

Многочисленные работы по теоретическому исследованию динамики деления принадлежат Никсу, Сирку и сотр. [13, 15, 113, 219, 220, 248, 249, 252, 256, 261, 266, 267]; некоторые из этих работ уже

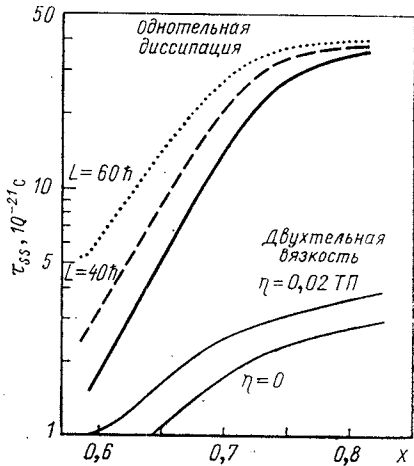


Рис. 57. Времена перехода от седловой точки к точке разрыва τ_{ss} , рассчитанные в работе [267] для однотельной диссипации с $k_s = 1,0$ (толстая сплошная кривая) и для двухтельной вязкости с $\eta = 0$ и $\eta = 0,02$ ТП (тонкие сплошные кривые), в зависимости от параметра делимости x при $L = 0$; штриховые кривые показывают оценки τ_{ss} для $L = 40 \hbar$ и $L = 60 \hbar$, полученные с помощью метода эффективного параметра делимости [41]. При $x \leq 0,65$ точность значений τ_{ss} для однотельной диссипации невысока, поскольку они получены экстраполяцией расчетных данных работы [267]. (Рисунок из работы [44].)

были отмечены нами. Эти авторы использовали в своих исследованиях УФП, а также обобщенные уравнения Гамильтона, которые позволяют рассчитывать лишь средние значения, но допускают использование более совершенных параметризаций формы и более реалистических функций диссипации, таких, например, как функции диссипации, связанные с однотельным механизмом. Основное внимание в работах Никса, Сирка и других уделялось переходу от седловой точки к точке разрыва [248, 249, 256, 266] и родственным вопросам, таким, как кинетические энергии осколков [249, 252] и тройное деление [267]. Так, в работе [267] рассчитывались значения τ_{ss} для однотельной и двухтельной диссипации при нулевом угловом моменте. Эти значения показаны на рис. 57 вместе с оценками [44] для других угловых моментов. Видно, что в случае однотельной диссипации значения τ_{ss} гораздо выше, чем в случае двухтельной вязкости (0,02 ТП), позволяющей достичь хорошего описания кинетических энергий осколков. Однако в этих расчетах использовалась формула стены с $k_s = 1,0$; если вводить фактор $k_s < 1$, то можно

ожидать, что значения τ_{ss} будут снижаться примерно пропорционально k_s .

Недавно для описания эволюции делящейся системы во времени, учитывающего эмиссию легких частиц (нейтронов, протонов и α -частиц) на пути к делению, Делгранж, Грегуар и др. [268, 269] предложили некоторое обобщенное уравнение диффузии. Они полагают,

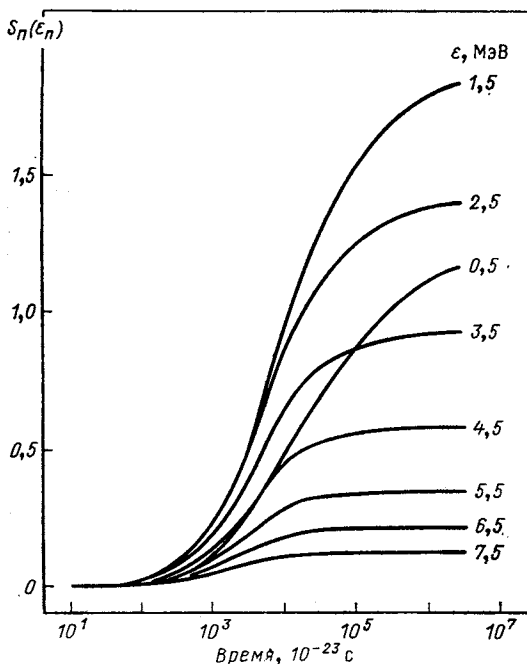


Рис. 58. Вариации во времени числа нейтронов $S_n(\epsilon_n)$, испускаемых в процессе «динамического» распада ядра ^{194}Hg с начальной энергией возбуждения 90 МэВ и нулевым угловым моментом. Отдельные кривые соответствуют различным энергиям нейтронов. Эмиссия нейтронов более высоких энергий связана преимущественно с более ранними временами, а в области больших времен испускаются только низкоэнергетические нейтроны. (Рисунок из работы [269].)

что их подход является весьма гибким и допускает введение коэффициентов инерции и диссипации, зависящих от координат. В своих расчетах они учитывали зависимость E_f от температуры, коэффициент трения выбирали в соответствии с так называемой формулой стены и окна [252], примененной к седловой точке, а потенциал $V(q)$ параметризовали с помощью кубической функции. Особое внимание уделялось расчетам вариаций формы энергетических спектров нейтронов в зависимости от времени (рис. 58). Для реакции под действием бомбардирующих частиц ^{16}O , приводящей к ^{158}Er , они рассчитали также $\nu_{\text{рге}}$ и получили значение 3,2, которое хорошо согласуется с экспериментальным результатом $2,7 \pm 0,4$ работ [40, 41], но оказывается заниженным, если верными для этой реакции являются экспериментальные данные работ [42, 227]. Вместе с тем это теоретическое значение $\nu_{\text{рге}}$ получено, по-видимому, без учета эмиссии нейтронов во время перехода от седловой точки к точке разрыва.

В теоретических исследованиях распределений масс и кинетических энергий осколков деления рядом авторов [270—272] при решении УФП для двух или трех коллективных координат использовался метод редуцированного пропагатора *. Для расчета распределений осколков, по-видимому, вполне достаточно начинать рассмотрение динамики деления с седловой точки, выбирая здесь равновесное распределение коллективных переменных, поскольку для диапазона разумных значений ядерной вязкости память о начальном распределении при равновесной деформации теряется за время достижения седловой точки [271].

В работе [273] на основе решения уравнения Смолуховского, полученного из УФП для случая движения со сверхкритическим затуханием, был развит аналитический подход к расчету конкуренции между доэмиссионным делением и эмиссией первого нейтрона. Возможный феноменологический подход диффузионного типа, пригодный к использованию в программах для расчетов по статистической модели, был предложен в работе [274]; параметризация функции задержки здесь связана с частотами нижайших мод коллективных колебаний. Интересной является возможность связать возникновение временной задержки деления с переходом от упорядоченного движения к хаотическому, который наступает, когда кривизна поверхности потенциальной энергии ядра вблизи седловой точки становится отрицательной [275] **. Другим обстоятельством, имеющим отношение к процессу разрыва в делении, в особенности к формированию массовых распределений осколков, является возможность случайного разрыва шейки вследствие гидродинамической неустойчивости [267, 276, 277]; для классической жидкости поверхностные колебания вдоль шейки катастрофически растут, когда соответствующая им длина волны примерно в 9 раз превышает радиус шейки. Общие расчеты в рамках диффузионной модели были проведены в работе [176], в которой рассчитывались угловые распределения продуктов, корреляции угловых и массовых распределений и другие характеристики реакций, протекающих не через механизм составного ядра; эти расчеты показывают, что квазиделение или быстрое деление возникает как естественный процесс, промежуточный между глубоконоупругими столкновениями и образованием компаунд-ядра.

Самосогласованный микроскопический подход к динамике деления пока еще не получил успешного применения. В этом плане представляется необходимым использовать обобщенную зависящую от времени теорию Хартри—Фока (ОЗВХФ), учитывающую двухтельные корреляции (см., например, работу [278]).

* Подробный обзор диффузионной модели формирования распределений осколков деления опубликован недавно Г. Д. Адеевым и др. [283].— *Примеч. ред.*

** См. также обзор Ю. Л. Болотина и др. [284].— *Примеч. ред.*

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Недавние экспериментальные данные, указывающие на избыток предделительных нейтронов относительно предсказаний стандартной статистической модели, могут быть воспроизведены с неплохой количественной точностью в расчетах, основанных на классической теории диффузии, применимость которой представляется оправданной при высоких температурах. При этом требуется вводить большой по величине коэффициент диссипации, соответствующий движению со сверхкритическим затуханием, что следует также из концепции однотельной диссипации. Желательным является дальнейшее развитие теории по пути включения большего числа коллективных координат и тензора диссипации, компоненты которого зависят от формы и температуры системы. Расчеты должны описывать эволюцию системы начиная от точки контакта во входном канале, а не от произвольной стартовой точки, соответствующей тепловому равновесию всех неколлективных степеней свободы компаунд-ядра. Должен быть исследован также вопрос о том, является ли адекватным адиабатическое приближение при вычислении $V(q)$ в случае большой диссипации [265]. В дальнейшем изучении нуждается характер механизма диссипации, а в более отдаленной перспективе можно было бы надеяться, что станут возможными микроскопические подходы, такие, как ОЗВХФ.

Необходимыми являются дальнейшие экспериментальные исследования деления ядер под действием тяжелых ионов в широком диапазоне значений параметра делимости, энергии бомбардирующих частиц и масс-асимметрии входного канала, в которых, наряду с эмиссией нейтронов, изучалась бы также эмиссия протонов, α -частиц и γ -квантов. Представляла бы очень большой интерес возможность разделить вклады в ν_{pre} , обусловленные стадиями до и после седловой точки.

В последние несколько лет был достигнут значительный прогресс в нашем понимании динамики деления. Однако еще больше предстоит сделать как в теории, так и в эксперименте, и мы можем ожидать быстрого развития данной области исследований в ближайшем будущем.

Я хотел бы выразить мою сердечную признательность Мэри Уинч и Гавин Гилмор за их терпение и превосходную работу по подготовке рукописи и рисунков. Я благодарю Дж. Р. Ли за чтение рукописи и полезные замечания, а также всех тех, кто прислал свои данные до их опубликования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hahn O., Strassmann F.//Naturwissenschaften. 1939. Vol. 27. P. 11—15; Ibid. P. 89—95.
2. Meitner L., Frisch O. R.//Nature. 1939. Vol. 143. P. 239—240; Ibid. P. 471—472.
3. Поликанов С. М., Друин В. А., Карнаузов В. А. и др.//ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 1464—1471.]

4. Myers W.D., Swiatecki W.J.//Nucl. Phys. 1966. Vol. 81. P. 1—60.
5. Струтинский В. М.//ЯФ. 1966. Т. 3. С. 614—625.
6. Vandenbosch R., Huizenga J.R. Nuclear Fission. N.Y.: Academic Press, 1973.
7. Grant I.S.//Rep. Progr. Phys. 1976. Vol. 39. P. 955—1016.
8. Delagrangé H.//Ann. Phys. Fr. 1982. Vol. 7. P. 193—228.
9. Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A.//Treatise on Heavy-Ion Science/Ed. D.A. Bromley. N.Y.: Plenum Press, 1985. Vol. 4. P. 1—251.
10. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J.//Ann. Phys. (N.Y.). 1974. Vol. 82. P. 557—596.
11. Blann M., Komoto T.T.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 472—485.
12. Moretto L.G.//Nucl. Phys. 1975. Vol. A247. P. 214—230.
13. Sierk A.J.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 2039—2053.
14. Mustafa M.G., Baisden P.A., Chandra H.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 2524—2533.
15. Krappe H.J., Nix J.R., Sierk A. J.//Phys. Rev. 1979. Vol. C20. P. 992—1013.
16. Beckerman M., Blann M.//Phys. Lett. 1977. Vol. 68B. P. 31—34; Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 272—275.
17. Andersson G., Areskoug M., Gustafsson H.Å. e.a.//Z. Phys. 1979. Vol. A 293. P. 241—251.
18. Plasil F., Ferguson R.L., Hahn R.L. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1980. Vol. 45. P. 333—336.
19. von Oertzen W., Fuchs H., Gamp A. e.a.//Z. Phys. 1980. Vol. A298. P. 207—211.
20. Sikora B., Scobel W., Beckerman M. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 1446—1459.
21. Hinde D.J., Leigh J.R., Newton J.O. e.a.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A385. P. 109—132.
22. Blann M.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 505.
23. Plasil F., Ferguson R.L., Hahn R.L. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 49. P. 506.
24. Hinde D.J., Newton J.O., Leigh L.R., Charity R.J.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A398. P. 308—324.
25. Becchetti F.D., Hicks H.H., Fields C.A. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 1217—1223.
26. van der Plicht J., Britt H.C., Fowler M.M. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 2022—2032.
27. Plasil F., Awes T.C., Cheynis B. e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 1145—1148.
28. Lesko K.T., Henning W., Rehm K.E. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 2155—2164.
29. Nix J.R.//Nucl. Phys. 1969. Vol. A130. P. 241—292.
30. Hasse R.W., Stocker W.//Phys. Lett. 1973. Vol. 44B. P. 26—28.
31. Sauer G., Chandra H., Mosel U.//Nucl. Phys. 1976. Vol. A264. P. 221—243.
32. Pi M., Vinas X., Barranco M.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 733—735.
33. Bartel J., Quentin P.//Phys. Lett. 1985. Vol. 152B. P. 29—34.
34. Cheifetz E., Fraenkel Z., Galin J. e.a.//Phys. Rev. 1970. Vol. C2. P. 256—288.
35. Fraenkel Z., Mayk I., Unik J.P. e.a.//Phys. Rev. 1975. Vol. C12. P. 1809—1825.
36. Gavron A., Beene J.R., Cheynis B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47. P. 1255—1258; Ibid. Erratum. 1982. Vol. 48. P. 835—836.
37. Holub E., Hilscher D., Ingold G. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 252—270.
38. Zank W.P., Hilscher D., Ingold G. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 519—536.
39. Hinde D.J., Charity R.J., Foote G.S. e.a.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A452. P. 550—572.

40. Gavron A., Gayer A., Boissevain J. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 176B. P. 312—316.
41. Gavron A., Gayer A., Boissevain J. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 579—590.
42. Hinde D.J., Ogata H., Tanaka M. e.a.//Phys. Rev. 1988. Vol. C37. P. 2923—2926.
43. Hilscher D., Rossner H., Cramer B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62. P. 1099—1102.
44. Newton J.O., Hinde D.J., Charity R.J. e.a.//Nucl. Phys. 1988. Vol. A483. P. 126—152.
45. Rossner H., Hilscher D., Hinde D.J. e.a.//Phys. Rev. C, in press.
46. Bohr N., Wheeler J.A.//Phys. Rev. 1939. Vol. 56. P. 426—450.
47. Hauser W., Feshbach H.//Phys. Rev. 1952. Vol. 87. P. 366—373.
48. Mahaux C., Weidenmüller H.//Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1979. Vol. 29. P. 1—31.
49. Карамян С. А.//ЯФ. 1978. Т. 27. С. 1472—1478.
50. Swiatecki W.J.//Aust. J. Phys. 1983. Vol. 36. P. 641—648.
51. Feshbach H. Nuclear Spectroscopy. N.Y.: Academic Press, 1960. Part B. P. 625—669.
52. Thomas T.D.//Ann. Rev. Nucl. Sci. 1968. Vol. 18. P. 343—406.
53. Vogt E.//Advances in Nuclear Physics/Eds. M. Baranger, E. Vogt. N.Y.: Plenum Press, 1968. Vol. 1. P. 261—342.
54. Stokstad R.G.//Treatise on Heavy-Ion Science/Ed. D.A. Bromley. N.Y.: Plenum Press, 1985. Vol. 3. P. 83—197.
55. Blann M., Komoto T.T.//Phys. Rev. 1981. Vol. C24. P. 426—439.
56. Blann M., Komoto T.T. University of California Radiation Laboratory Report UCID 19390. 1982.
57. Pühlhofer F.//Nucl. Phys. 1977. Vol. A280. P. 267—284.
58. Delagrange H., Fleury A., Alexander J.M.//Phys. Rev. 1977. Vol. C16. P. 706—715.
59. Gavron A.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 230—236.
60. Blann M. OVERLAID ALICE, A Statistical Model Computer Code including Fission and Pre-equilibrium Models. U.S. Energy Research and Development Administration Report. No. COO-3494-29. 1976.
61. Plasil F.//Phys. Rev. 1978. Vol. C17. P. 823—826.
62. Ericson T.//Adv. Phys. 1960. Vol. 9. P. 425—511.
63. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1971. Т. 1.
64. Statistical Properties of Nuclei/Ed. J.B. Garg. N.Y.: Plenum Press, 1972.
65. Huizenga J.R., Moretto L.G.//Ann. Rev. Nucl. Sci. 1972. Vol. 22. P. 427—464.
66. Theory and Applications of Moment Methods in Many Fermion Systems/Eds. B. Dalton, S. Grimes, J. Vary, S. Williams. N.Y.: Plenum Press, 1980.
67. Игнатюк А. В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
68. Gilbert A., Cameron A.G.W.//Canad. J. Phys. 1965. Vol. 43. P. 1446—1496.
69. Игнатюк А. В., Смиренкин Г. Н., Тишин А. С.//ЯФ. 1975. Т. 21. С. 485—490.
70. Reisdorf W.//Z. Phys. 1981. Vol. A300. P. 227—238.
71. Dilg W., Schantle W., Vonach H., Uhl M.//Nucl. Phys. 1973. Vol. A217. P. 269—298.
72. Kahn P.B., Rosenzweig N.//Phys. Lett. 1966. Vol. 22. P. 307—309.
73. Kahn P.B., Rosenzweig N.//Phys. Rev. 1969. Vol. 187. P. 1193—1200.
74. Baba H.//Nucl. Phys. 1970. Vol. A159. P. 625—641.
75. Civitarese O., De Paoli A.L.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A440. P. 480—492.
76. Batko G., Civitarese O., De Paoli A.L.//Z. Phys. 1987. Vol. A327. P. 323—328.

77. Myers W.D., Swiatecki W.J.//Ark. Fys. 1967. Vol. 36. P. 343—352.
78. Myers W.D. Droplet Model of Atomic Nuclei. N.Y.: IFI/Plenum, 1977.
79. Bishop C.J., Halpern I., Shaw R.W., Vandenbosch R.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A198. P. 161—187.
80. Gottschalk P.A., Ledergerber T.//Nucl. Phys. 1977. Vol. A278. P. 16—44.
81. Cârjan N., Delagrange H., Fleury A.//Phys. Rev. 1979. Vol. C19. P. 2267—2273.
82. Bertsch G.//Phys. Lett. 1980. Vol. 95 B. P. 157—159.
83. Bjørnholm S., Bohr A., Mottelson B.//Proc. Third IAEA Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Rochester, 1973. Vienna: IAEA, 1974. Vol. 1. P. 367—373.
84. Hansen G., Jensen A.S.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A406. P. 236—256.
85. Moretto L.G.//Nucl. Phys. 1972. Vol. A182. P. 641—668.
86. Vigdor S.E., Karwowski H.J.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 1068—1088.
87. Schmidt K.H., Keller J.G., Vermeulen D.//Z. Phys. Vol. A315. P. 159—162.
88. Newton J.O., Herskind B., Diamond R.M. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46. P. 1383—1386.
89. Kicinska-Habior M., Snover K.A., Gossett C.A. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. C36. P. 612—627.
90. Murakami T., Kasagi J., Yoshida K. e.a.//To be published.
91. Snover K.A.//Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1986. Vol. 36. P. 545—603.
92. Stolk A., Hesselink W.H.A., Rijneveld H. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. 200B. P. 13—16.
93. Tobbeche S., Barrette J., Haas B. e.a.//Z. Phys. 1986. Vol. A325. P. 85—93.
94. Nebbia G., Hagel K., Fabris D. e.a.//Phys. Lett. 1986. Vol. 176B. P. 20—25.
95. Hilscher D., Rossner H., Gamp A. e.a.//J. de Phys. Colloque. 1986. Vol. C4. P. 381—384.
96. Hilscher D.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A471. P. 77c—96c.
97. Hasse R.W., Schuck P.//Phys. Lett. 1986. Vol. B179. P. 313—316.
98. Henss S., Ruckelshausen A., Fischer R.D. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 11—13.
99. Bortignon P.F., Dasso C.H.//Phys. Lett. 1987. Vol. B189. P. 381—383.
100. Kramers H.A.//Physica. 1940. Vol. 7. P. 284—304.
101. Strutinsky V.M.//Phys. Lett. 1973. Vol. 47B. P. 121—123.
102. Beckerman M.//Phys. Rep. 1985. Vol. 129. P. 145—223.
103. Beckerman M.//Proc. Symp. «The Many Facets of Heavy-Ion Fusion Reactions». Argonne, 1986. Argonne National Laboratory Report ANL-PHY-86-1. P. 1—25.
104. Mosel U.//Treatise on Heavy-Ion Science./Ed. D.A. Bromley. N.Y.: Plenum Press, 1985. Vol. 2. P. 1—49.
105. Rehm K.E.//Proc. Symp. «The Many Facets of Heavy-Ion Fusion Reactions». Argonne, 1986. Argonne National Laboratory Report ANL-PHY-86-1. P. 27—48.
106. Reisdorf W.//Proc. Intern. Conf. on Nuclear Physics. Harrogate, 1986/Eds. J.L. Durell, J.M. Irvine, G.C. Morrison. Bristol: IOP, 1986. Vol. 2. P. 205—226.
107. Fusion Reactions Below the Coulomb Barrier. Ed. S.G. Steadman. Lecture Notes in Physics. Berlin: Springer-Verlag, 1985. Vol. 219.
108. Steadman S.G., Rhoades-Brown M.J.//Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1986. Vol. 36. P. 649—684.
109. Vandenbosch R.//Proc. Symp. «The Many Facets of Heavy-Ion Fusion Reactions». Argonne, 1986. Argonne National Laboratory Report ANL-PHY-86-1. 1986. P. 155—172.
110. Bass R.//Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 265—268.

111. Bjørnholm S., Swiatecki W.J.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A391. P. 471—504.
112. Donangelo R., Canto L.F.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A451. P. 349—364.
113. Sierk A.J.//Proc. Symp. «The Many Facets of Heavy-Ion Fusion Reactions». Argonne, 1986. Argonne National Laboratory Report ANL-PHY-86-1. 1986. P. 135—153.
114. Swiatecki W.J.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A376. P. 275—291.
115. Blocki J., Feldmeier H., Swiatecki W.J.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A459. P. 145—172.
116. Tserruya T., Steiner V., Fraenkel Z. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 14—17.
117. Blann M.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 1245—1254.
118. Chan Y., Albiston C., Bentel M. e.a.//Proc. Symp. «The Many Facets of Heavy-Ion Fusion Reactions». Argonne, 1986. Argonne National Laboratory Report ANL-PHY-86-1. P. 219—236.
119. Gerschel C.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A387. P. 297c—312c.
120. Randrup J., Vandenbosch R.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A474. P. 219—239.
121. Schröder W.U., Huizenga J.R.//Treatise on Heavy-Ion Science/Ed. D.A. Bromley. N.Y.: Plenum Press, 1984. Vol. 2. P. 115—726.
122. Siemssen R.H.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A400. P. 245c—258c.
123. Viola V.E., Back B.B., Wolf K.L. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 178—188.
124. Vaz L.C., Alexander J.M.//Phys. Rev. 1974. Vol. C10. P. 464—478.
125. Charity R.J., Leigh J.R., Bokhorst J.J.M. e.a.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A457. P. 441—460.
126. Gil S., Vandenbosch R., Lazzarini A.J. e.a.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 1752—1762.
127. Haas B., Duchêne G., Beck F.A.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 398—401.
128. Vandenbosch R., Back B. B., Gil S. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 1161—1166.
129. Vigdor S.E., Karwowski H.J., Jacobs W.W. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 1035—1067.
130. Esbensen H.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A352. P. 147—156.
131. Vandenbosch R., Murakami T., Sahm C.C. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. P. 1234—1236; Ibid. P. 1498—1499.
132. Murakami T., Sahm C.C., Vandenbosch R. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 1353—1365.
133. Bokhorst J.J.M., Leigh J.R., Newton J.O., Hinde D.J.//To be published.
134. McMahan M.A., Alexander J.M.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 1261—1270.
135. Chakrabarty D.R., Thoennessen M., Alamanos N. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 1092—1095.
136. Thoennessen M., Chakrabarty D.R., Butsch R. e.a.//Phys. Rev. 1988. Vol. C37. P. 1762—1764.
137. Brucker A., Lindl B., Bantel M. e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. B206. P. 13—17.
138. Blann M.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 1770—1782.
139. Ajitanand N.N., La Rana G., Lacey R. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 877—889.
140. Alexander J.M., Guerreau D., Vaz L.C.//Z. Phys. 1982. Vol. A305. P. 313—318.
141. Lacey R., Ajitanand N.N., Alexander J.M. e.a.//Phys. Lett. 1987. Vol. B191. P. 253—256.
142. La Rana G., Moses D.J., Parker W.E. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 373—376.
143. Moses D.J., Kaplan M., La Rana G. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. C36. P. 422—424.

144. Rivet M.F., Logan D., Alexander J.M. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C25. P. 2430—2449.
145. Vaz L.C., Alexander J.M.//Z. Phys. 1984. Vol. A318. P. 231—237.
146. Lützenkirchen K., Kratz J.V., Wirth G. e.a.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A452. P. 351—380.
147. Keller H., Lützenkirchen K., Kratz J.V. e.a.//Z. Phys. 1987. Vol. A326. P. 313—326.
148. Hinde D.J., Charity R.J., Foote G.S. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 968—989; Ibid. Erratum. 1984. Vol. 53. P. 2275.
149. Prakash M., Ramamurthy V.S., Kapoor S.S., Alexander J.M.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 990—993.
150. Butler M.A., Datta S.S., de Souza R.T. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. 34. P. 2016—2018.
- 150a. Dassing T., Randrup J.//Proc. Workshop on Nuclear Dynamics. Cooper Mountain, Colorado, 1986. P. 13—21.
151. Alexander J.M.//Ann. Phys. Fr. 1987. Vol. 12. P. 603—614.
152. Freifelder R., Prakash M., Alexander J.M.//Phys. Rep. 1986. Vol. 133. P. 315—335.
153. Vaz L.C., Alexander J.M.//Phys. Rep. 1983. Vol. 97. P. 1—30.
154. Back B.B.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 2104—2112.
155. Vandebosch R.//Proc. Intern. Symp. on Physics at Tandem. Beijing, 1986/Eds. C. Jiang, S. Li, Z. Sun, H. Zhang. Singapore: World Scientific, 1987. P. 315—377.
156. Back B.B., Clerc H.G., Betts R.R. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 46. P. 1068—1071.
157. Back B.B., Betts R.R., Cassidy K. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. P. 818—821.
158. Gavron A., Eskola P., Sierk A.J. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 589—592.
159. Lesko K.T., Gil S., Lazzarini A. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 2999—3001.
160. Toke J., Bock R., Dai G.X. e.a.//Phys. Lett. 1984. Vol. 142B. P. 258—262.
161. Tsang M.B., Utsunomiya H., Gelbke C.K. e.a.//Phys. Lett. 1983. Vol. 129B. P. 18—22.
162. Tsang M.B., Ardouin D., Gelbke C.K. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 747—760.
- 162a. Rossner H., Hilscher D., Holub E. e.a.//Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 2666—2678.
163. Bond P.D.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 414—416; Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 471—482; Ibid. P. 483—487.
164. Goldfarb L.J.B.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A465. P. 529—549.
165. Rossner H., Huizenga J.R., Schröder W.U.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 38—41.
166. Rossner H., Huizenga J.R., Schröder W.U.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 560—575.
167. Back B.B., Betts R.R., Gindler J.E. e.a.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 195—213.
168. Swiatecki W.J.//Phys. Scripta. 1981. Vol. 24. P. 113—122.
169. Borderie B., Berlinger M., Gardès D. e.a.//Z. Phys. 1981. Vol. A299. P. 263—271.
170. Lebrun C., Hanappe F., Lecolley J.F. e.a.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A321. P. 207—212.
171. Ngô C.//Prog. Part. Nucl. Phys. Oxford: Pergamon Press, 1986. Vol. 16. P. 139—194.
172. Zheng Z., Borderie B., Gardès D. e.a.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A422. P. 447—460.
173. Swiatecki W.J.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A428. P. 199c—222c.

174. Blocki J., Boneh Y., Nix J.R. e.a.//Ann. Phys. (N.Y.). 1978. Vol. 113. P. 330—386.
175. Grègoire C., Ngô C., Remaud B.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A383. P. 392—420.
176. van Geertruyden A., Leclercq-Willain Ch.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A459. P. 173—195; Ibid. P. 196—226.
177. Bock R., Chu Y.T., Dakowski M. e.a.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A388. P. 334—380.
178. Toke J., Bock R., Dai G.X. e.a.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A440. P. 327—365.
179. Shen W.Q., Albinski J., Gobbi A. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. C36. P. 115—142.
180. Lützenkirchen K., Kratz J.V., Wirth G. e.a.//Z. Phys. 1985. Vol. A320. P. 529—530.
181. Shen W.Q., Albinski J., Bock R. e.a.//Europhys. Lett. 1986. Vol. 1. P. 113—121.
182. Dilmanian F.A., Grodzins L., Ball J.W. e.a.//Phys. Lett. 1983. Vol. 127B. P. 172—176.
183. Hook D., Colvin G.C., Durell J.L. e.a.//To be published.
184. Leigh J.R., Phillips W.R., Newton J.O. e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 159B. P. 9—14.
185. Nowicki L., Berlanger M., Borderie B. e.a.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 1114—1122.
186. Schmitt R.P., Mouchaty G., Haenni D.R., Bogucki P.//Phys. Lett. 1983. Vol. 127B. P. 327—330.
187. Schmitt R.P., Mouchaty G., Haenni D.R.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A427. P. 614—638.
188. Schmitt R.P., Mouchaty G., Haenni D.R., Tirion M.//Z. Phys. 1985. Vol. A321. P. 411—416.
189. Moretto L.G., Schmitt R.P.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 204—216.
190. Schmitt R.P., Pacheco A.J.//Nucl. Phys. 1982. Vol. A379. P. 313—329.
191. Abdelrahman Y., Durell J.L., Gelletly W. e.a.//Phys. Lett. 1987. Vol. 199B. P. 504—508.
192. Andersen J.U., Jensen A.S., Jørgensen K. e.a.//Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd. 1980. Vol. 40. N° 7. P. 1—56.
193. Awes T.C., Ferguson R.L., Novotny R. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 1062—1065.
194. Beckerman M., Blann M.//Phys. Rev. 1978. Vol. C17. P. 1615—1634.
195. Bisplinghoff J., David P., Blann M. e.a.//Phys. Rev. 1978. Vol. C17. P. 177—187.
196. Forster J.S., Mitchell I.V., Andersen J.U. e.a.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A464. P. 497—524.
197. Gavron A., Boissevain J., Britt H.C. e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 1550—1560.
198. Karwowski H.J., Vigdor S.E.//Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 872—878.
199. Leigh J.R., Hinde D.J., Newton J.O. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1982. Vol. 48. P. 527—530.
200. Lesko K.T., Henning W., Rehm K.E. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 803—806.
201. Sanders S.J., Kovar D.G., Back B.B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 2856—2859.
202. Sikkeland T.//Phys. Rev. 1964. Vol. 135. P. B669—B677.
203. Sikkeland T., Clarkson J.E., Steiger-Shafirir N.H., Viola V.E.//Phys. Rev. 1971. Vol. C3. P. 329—337.
204. Vigdor S.E., Karwowski H.J., Jacobs W.W. e.a.//Phys. Lett. 1980. Vol. 90B. P. 384—388.
205. Ward D., Charity R.J., Hinde D.J. e.a.//Nucl. Phys. 1983. Vol. A403. P. 189—204.

- 205a. Newton J.O.//Proc. Intern. Symp. on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Interactions/Eds. H. Ejiri, T. Fukuda. Osaka, Japan, 1984. Singapore: World Scientific, 1984. P. 58—71.
206. Zebelman A. M., Kowalski L., Miller J. e.a.//Phys. Rev. 1974. Vol. C10. P. 200—213.
- 206a. Newton J.O.//Physica Scripta. 1981. Vol. 24. P. 83—92.
207. Blann M., Akers D., Komoto T.T.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 1471—1481.
208. Nolan P.J., Love D.J.G., Kirwan A. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 2211—2214.
209. Wong C.Y.//Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 31. P. 766—769.
210. Pieper S.C., Rhoades-Brown M.J., Landowne S.//Phys. Lett. 1985. Vol. 162B. P. 43—46.
211. Udagawa T., Kim B. T., Tamura T.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 124—135; Kim B.T., Udagawa T., Tamura T.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 370—372.
212. Vulgaris E., Grodzins L., Steadman S.G., Ledoux R.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 2017—2027.
213. Kondo Y., Robson B.A., Bokhorst J.J.M. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. C35. P. 828—831.
214. Grotowski K., Majka Z., Planeta R. e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 1214—1222.
215. McMahan M.A., Moretto L.G., Padgett M.L. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1995—1998.
216. Planeta R., Belery P., Brzychczyk J. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 512—522.
217. Sanders S.J., Betts R.R., Ahmad I. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 1746—1756.
218. Sobotka L.G., McMahan M.A., McDonald R.J. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 2004—2007.
219. Sierk A.J.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 582—583.
220. Davies K.T.R., Sierk A.J.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 915—922.
221. Blocki J., Grotowski K., Planeta R., Swiatecki W.J.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A445. P. 367—380.
222. Shivakumar B., Shapira D., Stelson P.H. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 1211—1214.
223. Weidenmüller H.A.//Prog. Part. Nucl. Phys. Oxford: Pergamon Press, 1980. Vol. 2. P. 49—126.
224. Hilscher D., Hinde D.J., Rossner H. Hahn-Meitner Institute Report No. HMI-P87/15R. West Berlin, 1987.
225. Hinde D.J., Leigh J.R., Bokhorst J.J.M. e.a.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A472. P. 318—332.
226. Hinde D.J., Bokhorst J.J.M., Leigh J.R., Newton J.O.//To be published.
227. Hinde D.J., Ogata H., Tanaka M. e.a.//Phys. Rev. 1989. Vol. C39. P. 2268—2284.
228. Blann M., Remington B.//Phys. Rev. 1988. Vol. C37. P. 2231—2232.
229. Duek E., Ajitanand N.N., Alexander J.M. e.a.//Phys. Lett. 1983. Vol. 131B. P. 297—300.
230. Duek E., Ajitanand N.N., Alexander J.M. e.a.//Z. Phys. 1984. Vol. A317. P. 83—99.
231. Lacey R., Ajitanand N.N., Alexander J.M. e.a.//Phys. Rev. 1988. Vol. C37. P. 2540—2560; Ibid. P. 2561—2577.
232. Moses D.J., Kaplan M., Kildir M.e.a.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A465. P. 339—364.
233. Schad L., Ho H., Fan G.Y. e.a.//Z. Phys. 1984. Vol. A318. P. 179—190.
234. Thoennessen M., Chakrabarty D.R., Herman M.G. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 2860—2863.
235. Bjørnholm S.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A447. P. 117c—131c.
236. Bjørnholm S.//Proc. Symp. on Nuclear Fission and Heavy-Ion Induced Reactions/Eds. H. Freiesleben, W.U. Schröder. 1986. P. 1—14.

237. Wilks J. The Properties of Liquid and Solid Helium. Oxford: Clarendon Press, 1967.
238. Randrup J., Swiatecki W.J.//Nucl. Phys. 1984. Vol. A429. P. 105—115.
239. Døssing T., Randrup J.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A475. P. 557—568.
- 239a. Koonin S.E., Randrup J.//Nucl. Phys. 1977. Vol. A289. P. 475—510.
240. Feldmeier H. Argonne National Laboratory Report ANL-PHY-85-2, 1985. P. 1—186.
241. Feldmeier H.//Rep. Prog. Phys. 1987. Vol. 50. P. 915—994.
242. Randrup J., Swiatecki W.J.//Ann. Phys. (N.Y.). 1980. Vol. 125. P. 193—226.
243. Swiatecki W.J.//Proc. of Niels Bohr Centennial Symp. on Semiclassical Descriptions of Atomic and Nuclear Collisions. Copenhagen, 1985/Eds. J. de Boer, J. Bang. Amsterdam: North Holland, 1985. P. 281—313.
244. Griffin J.J., Dworzecka M.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A455. P. 61—99.
245. Yannouleas C.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A439. P. 336—352.
246. Fiolhais C.//Ann. Phys. (N.Y.). 1986. Vol. 171. P. 186—204.
247. Reinhard P.G., Reinhardt H., Goeke K.//Ann. Phys. (N.Y.). 1986. Vol. 166. P. 257—298.
248. Nix J.R., Sierk A.J. Los Alamos National Laboratory Report LA-UR-86-698. 1986.
249. Nix J.R., Sierk A.J. Los Alamos National Laboratory Reports LA-UR-87-133 and LA-UR-87-1705. 1987.
250. Abe Y., Grégoire C., Delagrangé H.//J. Phys. Colloq. (Fr.). 1986. Vol. 47. P. 329—338.
251. Sami T., Richert J.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A472. P. 168—188.
252. Sierk A.J., Nix J.R.//Phys. Rev. 1980. Vol. C21. P. 982—987.
253. Hassani S., Grangé P.//Phys. Lett. 1984. Vol. 137B. P. 281—286.
254. Weidenmüller H.A., Zhang J.S.//Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 879—884.
255. Zhang J.S., Weidenmüller H.A.//Phys. Rev. 1983. Vol. C28. P. 2190—2192.
256. Nix J.R., Sierk A.J., Hofmann H. e.a.//Nucl. Phys. 1984. A424. P. 239—261.
257. Bhatt K.H., Grangé P., Hiller B.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 954—968.
258. Dagdeviren N.R., Weidenmüller H.A.//Phys. Lett. 1986. Vol. B186. P. 267—271.
259. Grangé P., Weidenmüller H.A.//Phys. Lett. 1980. Vol. 96B. P. 26—30.
260. Grangé P., Jun-Qing Li, Weidenmüller H.A.//Phys. Rev. 1983. Vol. C27. P. 2063—2077.
261. Grangé P., Hassani S., Weidenmüller H.A. e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 209—217.
262. Hassani S., Grangé P.//Z. Phys. 1986. Vol. A325. P. 95—98.
263. Lanza E.G., Weidenmüller H.A.//Z. Phys. 1986. Vol. A323. P. 157—161.
264. Weidenmüller H.A., Zhang J.S.//J. Stat. Phys. 1984. Vol. 34. P. 191—201.
265. Weidenmüller H.A.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A471. P. 1c—18c.
266. Hofmann H., Nix J.R.//Phys. Lett. 1983. Vol. 122B. P. 117—120.
267. Cârjan N., Sierk A.J., Nix J.R.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A452. P. 381—397.
268. Delagrangé H., Grégoire C., Scheuter F., Abe Y.//Z. Phys. 1986. Vol. A323. P. 437—449.
269. Grégoire C., Delagrangé H., Pomorski K., Dietrich K.//Z. Phys. 1988. Vol. A329. P. 497—502.
270. Адеев Г. Д., Гончар И. И., Марченко Л. А., Писчасов Н. И.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1137—1148.
271. Адеев Г. Д., Писчасов Н. И.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 897—905.

272. Scheuter F., Grègoire C., Hofmann H., Nix J.R.// Phys. Lett. 1984. Vol. 149B. P. 303—306.
273. Lu Z., Zhang T., Feng R., Zhuo Y.//Z. Phys. 1986. Vol. A323. P. 477—484.
274. Westmeier W., Esterlund R.A.//Z. Phys. 1984. Vol. A316. P. 27—33.
275. Болотин Ю. Л., Кривошей И. В.//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 53—56.
276. Brosa U., Grossmann S.//Z. Phys. 1983. Vol. A310. P. 177—187.
277. Brosa U.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 1438—1441.
278. Niita K., Nörenberg W., Wang S.J.//Z. Phys. 1987. Vol. A326. P. 69—
- 77.
- 279*. Balian R., Block C.//Ann. Phys. (N.Y.). 1970. Vol. 60. P. 401—447.
- 280*. Reisdorf W., Toke J.//Z. Phys. 1981. Vol. A302. P. 183—184.
- 281*. Toke J., Swiatecki W.J.//Nucl. Phys. 1981. Vol. A372. P. 141—150.
- 282*. Plasil F.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 52. P. 1929.
- 283*. Адеев Г. Д., Гончар И. И., Пашкевич В. В. и др.//ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 1229—1298.
- 284*. Болотин Ю. Л., Гончар В. Ю., Инопин Е. В. и др.//ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. С. 878—929.

* Звездочкой отмечена литература, добавленная редактором перевода.