

# ЛАНЖЕВЕНОВСКАЯ ФЛУКТУАЦИОННО-ДИССИПАТИВНАЯ ДИНАМИКА ДЕЛЕНИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

*И.И.Гончар*

Омская государственная академия путей сообщения, Омск

Дан обзор динамических моделей деления составных ядер, образованных в реакции полного слияния тяжелых ионов. В моделях рассматриваемого класса существенное значение имеет эмиссия легких частиц и гамма-квантов, конкурирующая с делением и сопровождающая его. В этих моделях процесс деления рассматривается как блуждание воображаемой броуновской частицы в пространстве коллективных переменных. Наиболее существенными физическими эффектами являются флуктуации этих переменных и диссипация энергии. В качестве динамических уравнений используются стохастические уравнения типа классического уравнения Ланжевена. Очерчен круг вопросов, которые требуют первостепенного решения в связи с развитием таких моделей. Основное внимание уделяется так называемой комбинированной динамическо-статистической модели, так как в ее рамках проанализировано к настоящему времени больше экспериментальных данных, чем с помощью всех остальных моделей этого типа вместе взятых. Этот анализ позволил выяснить, какие из наблюдаемых несут в себе наиболее полную информацию о диссипативных свойствах делительной моды, и предложить несколько новых экспериментов.

The dynamical models of fission of compound nuclei formed in heavy-ion complete fusion are reviewed. The light particle and gamma-quantum emission, accompanying the fission process and competing with it, is taken into account in this group of models. The fission process is considered as a random motion of an imagine Brownian particle in the space of collective variables. In this case fluctuation of the variables and the energy dissipation are the most important physical effects. Stochastic equations similar to the classical Langevin equation play a role of the dynamical equations in such models. The problems are sketched which should be solved in connection with the development of these models. The main attention is paid to the so-called combined dynamical-statistical model because there are more data analysed in framework of it than using all the other models of considered group together. The analysis demonstrated which of the observables are most informative on the dissipation properties of the fission mode and made it possible to propose several new experiments.

## ВВЕДЕНИЕ

Понятие «диссипация» в любой отрасли физики появляется немедленно и естественно после разделения степеней свободы системы на коллективные (медленные) и внутренние (быстрые, по которым производится усреднение). Поэтому из общих соображений можно было бы ожидать интенсивного использования этого понятия в ядерной физике сразу после того, как реакция деления, открытая Ганом и Штрассманом в 1938 г. (о событиях тех лет можно прочитать в обзоре Хильшера [1]), была объяснена Бором и Уилером на базе жидкокапельных представлений [2]. Однако успех статистической модели (СМ) в интерпретации экспериментальных данных отодвинул исследование диссипативных свойств ядер в процессе деления на 30—40 лет, так что первые теоретические [3,4] и экспериментальные [5,6] работы на эту тему оставались долгое время невостребованными. Понятие диссипации стало интенсивно применяться в ядерной физике в первую очередь благодаря открытию реакций глубокоэластичных столкновений тяжелых ионов [7,8] и лишь в последние 10—15 лет укоренилось в физике деления.

Эта «реанимация» диссипации в физике деления началась в конце семидесятых — начале восьмидесятых годов с работ Никса с соавторами по средним кинетическим энергиям осколков деления [9,10] и с работ Вайденмюллера с соавторами, в которых проанализировано влияние трения на ширину распределения осколков деления по суммарной кинетической энергии [11,12]. Предложенный подход обобщен на случай нескольких коллективных степеней свободы в работах Адеева с сотрудниками [13,14] и успешно применен этой группой для описания экспериментально наблюдаемых дисперсий массового [15,16], энергетического [17,18] и зарядового [19] распределений осколков (так называемая диффузионная модель, или флуктуационно-диссипативная динамика формирования распределений осколков деления).

Одновременно Вайденмюллер с сотрудниками проанализировали влияние трения на скорость деления [20,21] и показали [22,23], что диссипативные эффекты могут приводить к эмиссии большего числа нейтронов из делящегося ядра, чем это предсказывается равновесной СМ. В середине восьмидесятых годов появилось большое количество экспериментальных данных [24—27], как будто качественно подтверждавших выводы теоретических работ [22,23].

Однако проблема диссипации в процессе деления оказалась гораздо сложнее, чем это казалось вначале. Имеющиеся на данный момент теоретические модели предсказывают величину коэффициента затухания для делительной моды  $\beta$  от  $10^4$ — $10^2$  [28] до 2—6 [29, 30] в единицах  $10^{21} \text{ с}^{-1}$  (систематика теоретических значений  $\beta$  дана в обзоре Хильшера и Росснера

[31]). Зависимость ядерной вязкости от температуры также варьируется весьма широко: от приблизительно прямо пропорциональной (с возрастанием  $\beta$  от  $0,4 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  при  $T = 0,5 \text{ МэВ}$  до  $7,6 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  при  $T = 4 \text{ МэВ}$ ) [32] до обратно пропорциональной квадрату температуры, как это должно быть для ферми-жидкости [33].

Ситуация осложняется тем, что ядерное трение не является экспериментально наблюдаемой величиной и должно извлекаться из данных. Упомянем вначале экспериментальные данные об энергетических распределениях осколков деления [34—38], на которые возлагались в этом отношении большие надежды. Многолетние теоретические исследования [9,10,17,18,39—44] показали, однако, что сильная зависимость расчетных кинетических энергий от критерия разрыва ядра на два осколка не позволяет извлечь из данных тип и величину ядерного трения. Мы не будем больше возвращаться к этому вопросу, так как это привело бы к существенному увеличению объема обзора.

Другую группу составляют данные о легких частицах, испускаемых делющимся ядром. Извлечь из этих данных информацию о ядерном трении также можно лишь с помощью непростых теоретических моделей. До недавнего времени систематический анализ экспериментальных данных осуществлялся почти исключительно с помощью СМ, в которую вносились более или менее произвольные изменения, призванные моделировать влияние трения на процесс деления. Лишь недавно появились динамические модели, учитывающие влияние диссипации и флуктуаций согласованным образом.

Цель данной работы — дать критический обзор этих моделей и очертить круг вопросов, которые требуют первостепенного решения. Основное внимание будет уделено так называемой комбинированной динамическо-статистической модели не только потому, что автор причастен к ее разработке, но, главным образом, из-за того, что в рамках этой модели проанализировано к настоящему времени больше экспериментальных данных, чем с помощью всех остальных моделей этого типа вместе взятых.

Модели, о которых идет речь, в своей динамической части основываются на представлении о процессе деления как о блуждании воображаемой броуновской частицы в пространстве коллективных переменных. Поэтому в первом разделе, который посвящен, главным образом, анализу состояния вопроса на конец 80-х годов, мы обсудим также математический аппарат, используемый для описания марковского процесса в замкнутой системе.

Во втором разделе описана комбинированная динамическо-статистическая модель (КДСМ), которая является объединением ланжевеновской флуктуационно-диссипативной динамики со стандартной СМ. Детально

обсуждается согласование динамической и статистической ветвей этой модели.

Третий раздел содержит анализ средних множественностей предразрывных нейтронов и вероятностей деления, выполненный с помощью КДСМ. Найден набор параметров модели, названный для краткости стандартным, с помощью которого удалось описать экспериментальные данные в широком диапазоне параметра делимости и энергии возбуждения составного ядра.

В четвертом разделе излагаются результаты анализа спектров и множественностей предразрывных заряженных частиц и гамма-квантов, временных распределений событий деления, а также энергий возбуждения ядер в точке разрыва. Сделан ряд теоретических предсказаний, предложены некоторые эксперименты.

## 1. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

**1.1. Диффузионная модель и ее применение для описания процесса деления.** В рамках диффузионной модели (ДМ) [13—19,43—47] процесс деления описывается с помощью нескольких коллективных переменных, соответствующих обычно основным деформационным модам. Эта система с малым числом степеней свободы, которую удобно называть **частицей**, взаимодействует с большим числом остальных (главным образом, одночастичных) степеней свободы ядра, детальная информация о которых нас не интересует. Динамика коллективных переменных в таком случае похожа на динамику броуновской частицы, так как в одном акте взаимодействия с термостатом энергия частицы изменяется мало. Ситуация отличается от обычного броуновского движения тем, что флуктуации энергии частицы заметным образом сказываются на энергии «термостата», так что его основная характеристика — температура — становится функцией коллективных переменных.

Основным уравнением ДМ является уравнение Фоккера — Планка (УФП), которое можно записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} P(\xi, t) = L(\xi) P(\xi, t), \quad (1)$$

где оператор Фоккера — Планка

$$L(\xi) = - \frac{\partial}{\partial \xi_i} \Phi_i(\xi) + \frac{\partial^2}{\partial \xi_i \partial \xi_j} D_{ij}(\xi). \quad (2)$$

Здесь  $\xi$  — вектор коллективных координат и импульсов,  $\Phi_i$  — дрейфовые коэффициенты, а  $D_{ij}$  — симметричный тензор диффузионных коэффициентов. По повторяющимся индексам всюду, где это не оговорено особо, подразумевается суммирование. Латинские индексы пробегает значения

от 1 до  $2s$  ( $s$  — число степеней свободы частицы). Обычно в делении дрейфовые коэффициенты связывают с правыми частями классических (т.е. без учета флуктуаций) диссипативных уравнений движения для коллективных импульсов

$$\Phi_{\gamma}(\xi) = \dot{p}_{\gamma} = -\frac{1}{2} \mu_{\beta\delta, \gamma} p_{\beta} p_{\delta} - V_{,\gamma} - \eta_{\beta\gamma} \mu_{\beta\omega} p_{\omega} \quad (3)$$

и координат

$$\Phi_{2s+\gamma}(\xi) = \dot{q}_{\gamma} = \mu_{\beta\gamma} p_{\beta} \quad (4)$$

Здесь греческие индексы пробегают значения от 1 до  $s$ , а зависимость от коллективных координат для фрикционных ( $\eta_{\beta\gamma}$ ) и обратных инерционных ( $\mu_{\beta\gamma}$ ) параметров, а также для потенциальной энергии  $V$  явно не указана. Индекс после запятой означает дифференцирование по данной переменной. Инерционные параметры  $m_{\beta\gamma}$ , через которые выражается матрица обратных инерционных параметров, рассчитывают обычно для возбужденных ядер с помощью метода Вернера — Уилера [9] в гидродинамическом подходе. Предполагается, что фрикционные параметры связаны с диффузионными через соотношения Эйнштейна:

$$D_{\beta\gamma}(\xi) = \eta_{\beta\gamma}(\mathbf{q}) T(\xi) \quad (5)$$

Температура  $T$  связана через параметр плотности уровней  $a$  с внутренней энергией возбуждения соотношением модели ферми-газа

$$T(\xi) = (E^*/a)^{1/2}, \quad (6)$$

в котором внутренняя энергия возбуждения  $E^*$  определяется начальной (полной) энергией возбуждения  $E_{\text{tot}}^*$ , а также потенциальной  $V(\mathbf{q})$  и кинетической  $E_{\text{kin}}(\xi)$  энергиями коллективных степеней свободы:

$$E^* = E_{\text{tot}}^* - V(\mathbf{q}) - E_{\text{kin}}(\xi) \quad (7)$$

Уравнение Фоккера — Планка, как известно, эквивалентно системе стохастических уравнений Ланжевена (УЛ) (см. [48—50]). В случае одной степени свободы, который наиболее интересен для нас, УЛ имеют вид

$$\dot{q} = \frac{p}{m}; \quad \dot{p} = -\beta p - \frac{dV}{dq} + \tilde{b}(t), \quad (8)$$

где  $p$  — коллективный импульс, сопряженный координате  $q$ ,  $\beta$  — коэффициент затухания ( $\beta = \eta/m$ ,  $\eta$  — фрикционный параметр),  $\tilde{b}(t)$  —  $\delta$ -коррелированная случайная сила:

$$\langle \tilde{b}(t) \rangle = 0, \quad \langle \tilde{b}(t_1) \tilde{b}(t_2) \rangle = 2\eta T \delta(t_1 - t_2). \quad (9)$$

Первая работа, в которой УЛ использовались для описания процесса деления, носила методический характер и была опубликована Абе с соавторами в 1986 г. [51]. В ней было показано, что численное моделирование для свободной броуновской частицы дает результат, согласующийся с известным аналитическим решением [50]. Был также рассчитан поток частиц через барьер — **скорость деления**, и показано, что его численное значение находится в согласии с формулой Крамерса (см. ф-лу (23)). Будем называть такой подход к описанию процесса ланжевендовской флукуационно-диссипативной динамикой (ЛФДД).

В 1988—1992 гг. УЛ интенсивно использовались Фребрихом с соавторами для описания столкновений и слияния тяжелых ионов [52—56]. Было получено удовлетворительное описание экспериментальных данных по сечениям глубоконеупругих столкновений и слияния, а также по распределению составных ядер по спине, причем в ряде случаев теоретический анализ позволил обнаружить неточности в нормировке экспериментальных данных (см. [55]).

Важным безразмерным параметром, который определяет характер решения системы (8), является отношение

$$\tilde{\beta} = \beta / (2\omega), \quad (10)$$

где коллективная «частота»

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{m} \frac{d^2 V(q)}{dq^2}}. \quad (11)$$

В случае  $\tilde{\beta} > 1$  движение носит характер аperiодического затухания (overdamping). При этом импульс релаксирует быстро (за время  $\beta^{-1}$ ), тогда как для релаксации координаты требуется гораздо большее время, порядка  $\beta\omega^{-2}$ . Если нас не интересуют «быстрые» (в указанном смысле) процессы, то динамика броуновской частицы может быть описана одним уравнением Ланжевена

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{1}{\eta} \left( \frac{dV}{dq} \right) + \sqrt{T/\eta} b(t). \quad (12)$$

Здесь  $b(t)$  имеет тот же смысл, что и  $\tilde{b}(t)$ . Это уравнение, которому в ДМ соответствует уравнение Смолуховского, мы будем называть **редуцированным** уравнением Ланжевена (РУЛ). Шаг интегрирования РУЛ возрастает с увеличением трения, что позволяет сильно экономить машинное время.

Уравнение Фоккера — Планка, описывающее марковский процесс, является нулевым приближением по времени релаксации термостата  $\tau_{\text{ther}}$  которое совпадает с временем корреляции случайной силы. О том, насколько

ко хорошим является такое приближение для той или иной коллективной моды, можно судить, сравнивая  $\tau_{\text{ther}}$  с характерным временем (временем релаксации) данной моды,  $\tau_{\text{coll}}$ . Качественные оценки приводят к соотношению

$$\frac{\tau_{\text{ther}}}{\tau_{\text{coll}}} \approx \frac{1}{\sqrt{A}}, \quad (13)$$

которое дает для средних и тяжелых ядер хороший малый параметр порядка 0,1. Расчеты  $\tau_{\text{ther}}$  были выполнены в [57] в рамках теории линейного отклика. В качестве коллективной переменной выступала длина ядра вдоль оси симметрии. Для времени  $\tau_{\text{ther}}$  получено значение  $(0,2-0,3) \cdot 10^{-21}$  с. Этот результат оправдывает применимость УФП к описанию процесса деления возбужденных ядер. С другой стороны, недавно уравнение Ланжевена для деления было выведено микроскопически из так называемого уравнения Больцмана — Ланжевена Аиком с соавторами [58]. Это уравнение отличается от обычного уравнения Больцмана наличием дополнительного флуктуирующего слагаемого в столкновительном члене. Результирующее УЛ оказывается немарковским, а время  $\tau_{\text{ther}}$  определяется выражением

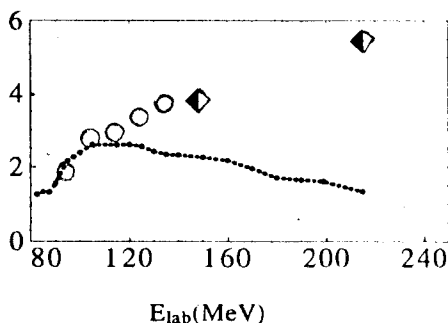
$$\frac{1}{\tau_{\text{ther}}} = 8\sigma v_F n \left( \frac{T}{\epsilon_F} \right)^2, \quad (14)$$

где  $\sigma$  — поперечное сечение нуклонного рассеяния,  $v_F$  и  $\epsilon_F$  — соответственно скорость и энергия Ферми,  $n$  — число частиц в единице объема. В [59] при значениях параметров  $\sigma = 5 \text{ фм}^2$ ,  $\epsilon_F = 37 \text{ МэВ}$ ,  $n = 0,16 \text{ фм}^{-3}$  для времени релаксации термостата получена оценка  $\tau_{\text{ther}} = 2,6/T^2 \text{ МэВ}^2 \cdot 10^{-21}$  с, которая при  $T = 1-2 \text{ МэВ}$  приводит к существенно большим численным значениям, чем результат [57].

Таким образом, ситуация с применимостью марковского описания остается неопределенной. Практически все результаты ДМ, которые сравнивались с экспериментальными данными до сих пор, были получены с помощью УФП, и эффекты «памяти» игнорировались.

**1.2. Конкуренция деления с испусканием частиц.** Распад возбужденных ядер по любому каналу представляет собой чисто флуктуационный процесс, однако динамика этих флуктуаций существенна, по-видимому, только для делительной моды. Правильное описание конкуренции деления с девозбуждением посредством эмиссии частиц оказывается, таким образом, актуальной динамической задачей деления. В последние 5—7 лет разработаны

Рис.1. Типичный пример зависимости  $\langle n_{pre} \rangle$  от  $E_{lab}$ . Кривая — наш статистический расчет для реакции  $^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$ . Экспериментальные данные:  $\circ$  —  $^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$ , [25];  $\blacklozenge$  —  $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$  [62]



эффективные экспериментальные методы, позволяющие выделить из всех легких частиц (нейтронов, протонов, альфа-частиц),

зарегистрированных в совпадении с событиями деления, те, которые были испущены до разрыва шейки, соединяющей будущие осколки. Такие нейтроны будем, следуя Хильшеру [31], называть **предразрывными**. Средняя множественность предразрывных нейтронов  $\langle n_{pre} \rangle$  является мерой времени протекания процесса деления — своего рода «ядерными часами» [31].

Стандартным аппаратом, с помощью которого традиционно осуществляется теоретический анализ процесса девозбуждения ядер, является СМ (см. ее описание в [60] и критический анализ в [61]). Однако при энергиях возбуждения  $E^* > (70-90)$  МэВ вычисления при помощи СМ привели к заниженным, по сравнению с экспериментом, значениям  $\langle n_{pre} \rangle$  [25]. Типичный пример зависимости  $\langle n_{pre} \rangle$  от энергии налетающей частицы (экспериментальные данные и статистический расчет) показан на рис.1. Обращает на себя внимание «загиб» статистической кривой, который, как выяснилось [63,64], обусловлен распределением составных ядер по спинам и оказывает-ся типичным для реакций, вызванных тяжелыми ионами.

Был сделан ряд попыток воспроизвести наблюдаемую зависимость  $\langle n_{pre} \rangle$  от  $E^*$  с помощью ДМ (см. обзор Вайденмюллера [65], которому в этом разделе мы в значительной степени следуем, а также оригинальные работы [26, 46]). В рамках этой модели **избыточные** нейтроны (так мы будем называть в дальнейшем разность между экспериментальным значением  $\langle n_{pre} \rangle$  и результатом, к которому приводит статистический расчет этой величины) естественно объясняются тремя физическими эффектами:

1) эмиссией в процессе установления квазистационарного тока вероятности через барьер деления (количественная характеристика — **время задержки**  $\tau_d$ );

2) уменьшением абсолютного значения этого тока за счет вязкости (количественная характеристика

$$f_f = \Gamma_f / \Gamma_f^{BW}, \tag{15}$$



Поведение  $\tau_d$  как функции  $\beta$  иллюстрирует рис.2. Это типичное поведение времени релаксации, которое определяется конкуренцией диффузии и диссипации. На рис. 2 показаны также средние времена эмиссии нейтрона при разных энергиях возбуждения. Сравнение  $\tau_d$  и  $\langle t_n \rangle$  между собой показывает, что процесс установления квазистационарного тока вероятности через барьер деления влияет главным образом на эмиссию первого нейтрона при высоких энергиях возбуждения. Таким образом, вряд ли можно надеяться объяснить «недостачу» 2—3 нейтронов в статистическом анализе (см., например, [68]) за счет времени задержки.

Второй динамический фактор — уменьшение абсолютного значения квазистационарного тока вероятности через барьер деления за счет вязкости — учитывается введением коррекционного множителя  $f_f$  (см. формулу (15)).

Интересующий нас множитель  $f_f$  имеет вид

$$f_f = \frac{\left( \left( \omega_{sd}^2 + \frac{\beta^2}{4} \right)^{1/2} - \frac{\beta}{2} \right) \hbar \omega_{gs}}{\omega_{sd} T} \quad (18)$$

при  $\beta / \omega_{gs} \geq T / B_f$ . При  $\beta / \omega_{gs} \leq T / B_f$  (т.е. в случае экстремально малого трения)  $f_f$  принимает вид

$$f_f = \beta \frac{2\pi \hbar B_f}{T^2}. \quad (19)$$

Скорость деления согласно формуле Бора — Уилера:

$$R_f^{BW} = \frac{1}{2\pi \hbar \rho_{CN} (E_{tot}^*)} \int_0^{E_{tot}^* - B_f} d\epsilon \rho_f (E_{tot}^* - B_f - \epsilon). \quad (20)$$

Здесь  $\rho_{CN}$  — плотность уровней составного ядра для деформации, соответствующей основному состоянию, а  $\rho_f$  — плотность уровней составного ядра на барьере деления. Ниже мы будем обсуждать подробно связь между формулой Бора — Уилера и формулой Крамерса для квазистационарной скорости деления  $R_f^K$ . Заметим сейчас только, что поведение  $(R_f^K)^{-1}$  в зависимости от  $\beta$  такое же, как и  $\tau_d$  на рис.2, хотя сами по себе эти времена могут быть весьма различны. Это естественно, так как квазистационарный распад метастабильного состояния представляет собой не что иное, как релаксацию. В этом смысле можно назвать  $\tau_d$  «временем релаксации времени релаксации».

Динамический фактор  $f_f$  существенно влияет не только на множественности предразрывных нейтронов, но и на конечные вероятности деления и выживания. Поэтому авторам [46] пришлось вводить зависящую от  $\beta$  поправку в отношении  $a_f/a_n$ , где  $a_f$  — параметр плотности одночастичных уровней в делительном канале (для седловой деформации), а  $a_n$  — параметр плотности одночастичных уровней в нейтронном канале (для основного состояния). Эта поправка, однако, не согласуется с предсказаниями теоретических моделей зависимости плотности одночастичных уровней от деформации (см., например, [69]).

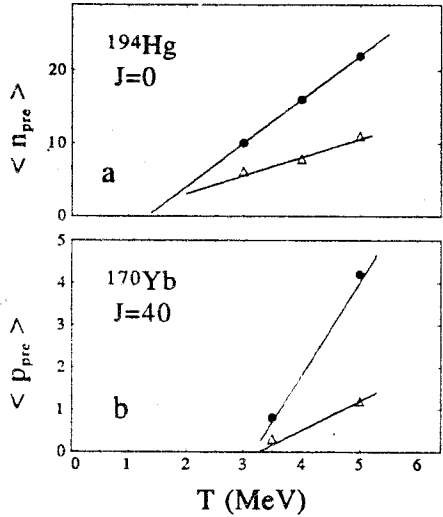
Наконец, третий динамический фактор — время спуска. Он влияет на  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ , но не влияет на сечения деления. Его роль возрастает с утяжелением делящегося ядра и увеличением лабораторной энергии налетающей частицы для фиксированной реакции. Поэтому следует ожидать, что именно этот фактор доминирует в наблюдаемом экспериментально росте  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  с ростом энергии возбуждения в реакциях с тяжелыми ионами. В реакциях, вызванных легкими частицами, ситуация может существенно измениться.

Диффузионная модель [46] была усовершенствована Ланзой и Вайденомюллером в [70]: учтена эмиссия заряженных частиц, сопровождающая процесс деления. Исследовалось только влияние времени задержки на среднюю множественность предразрывных протонов  $\langle p_{\text{pre}} \rangle$  при делении ядра  $^{152}\text{Er}$  при  $E^* = 140$  МэВ, вероятность деления после эмиссий альфа-частицы оказалась исчезающе малой. Найдено, что результаты [46] в отношении  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  остаются, по существу, неизменными, а протонные множественности не обнаруживают такой сильной зависимости от времени задержки, как нейтронные. Вывод работы [70] сводится к тому, что  $\langle p_{\text{pre}} \rangle$  могут быть использованы для уточнения параметров СМ, а самостоятельной ценности для изучения диссипативных эффектов не имеют.

Завершая обсуждение серии работ Вайденомюллера с сотрудниками, отметим, что значения  $\beta$ , при которых удалось воспроизвести экспериментальные  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  в работах [26,46], лежат в интервале  $(4-6) \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ . Если правы авторы работы [27], и нейтронные множественности в реакции  $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd}$  гораздо больше, чем опубликованные в [26], то результаты анализа [26, 46] должны быть радикально пересмотрены.

Авторы работы [71] первыми сформулировали общий подход к взаимовлиянию медленной релаксации коллективных степеней свободы и эмиссии легких частиц, в основе которого лежит ДМ. Были проведены расчеты предразрывных множественностей нейтронов, протонов и альфа-частиц для ядер с  $A \sim 180$  при больших угловых моментах ( $\sim 40\hbar$ ) и вы-

Рис.3. Расчетные зависимости  $\langle n_{pre} \rangle$  (a) и  $\langle p_{pre} \rangle$  (b) от температуры ([71], рис.8,a и 9,b): • — динамический расчет,  $\Delta$  — статистический расчет



соких энергиях возбуждения ( $T \sim 5$  МэВ). Такие температуры достигнуты в реакциях с тяжелыми ионами в GANIL.

Остановимся вкратце на некоторых особенностях данной модели. Эмиссия частиц в ней рассматривается в *непрерывном пределе*, т.е. за короткое время  $dt$  испускается небольшая часть полной множественности частиц каждого вида. Затем эти полные множественности интегрируются, и с помощью полученных функций времени строятся предразрывные множественности. Не слишком элегантно, но численно весьма эффективный непрерывный предел с тех пор получил широкое распространение в литературе [40,42,43].

Диффузионная модель [71] построена для режима сверхзатухания; предполагалось, что распределение коллективных импульсов релаксировало к равновесному, но допускалась зависимость фрикционного и инерционного параметров от коллективной координаты, хотя расчеты были проведены только для  $\beta = \text{const}$ . Вычислялось только среднее значение множественности предразрывных нейтронов, хотя в принципе ДМ должна давать распределение событий деления по множественности предразрывных нейтронов. При температурах в несколько МэВ делящееся ядро испускает значительное число нейтронов и заряженных частиц. Поэтому температура в процессе деления меняется существенно, и необходимо принимать во внимание температурную зависимость жидкокапельной «потенциальной энергии», что и было сделано в работе [71] (мы будем обсуждать ниже этот эффект подробно и уточним там терминологию). В ДМ [26,46] этот эффект не учитывался.

Типичные результаты [71] приведены на рис.3, заимствованном из этой работы (рис.8,a и 9,b). Видно, что увеличение предразрывных множественностей в динамическом расчете, по сравнению со статистическим, весьма существенное, и ход кривых качественно согласуется с экспериментальным. Однако последнее можно сказать и о кривых, соответствующих статистическому расчету. Здесь расчеты проведены для одной парциальной волны, и

не происходит уменьшения  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  при высоких энергиях возбуждения, которое присуще полному статистическому расчету с усреднением по всем парциальным волнам. Количественного сравнения с экспериментом в работе [71] выполнено не было.

Такое сравнение было проведено в рамках ДМ в работе [47], которую мы кратко обсудим. Здесь, как и в работе [71], для описания эмиссии частиц использовался непрерывный предел. Вычислялись множественности предразрывных нейтронов, протонов и альфа-частиц, а также их распределение по уносимой энергии и угловому моменту. Формализм, использованный в работе, позволяет также рассчитывать вероятности деления и выживания, экспериментальные данные о которых накладывают серьезные ограничения на значения параметров модели. Например, в работе обсуждается весьма широкий спектр значений коэффициента, контролирующего зависимость поверхностной составляющей потенциальной энергии от температуры. Этот эффект влияет на результаты радикальным образом, однако значение упомянутого коэффициента было выбрано произвольно, поскольку сравнение теоретических результатов проводилось только с экспериментальными данными о  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  в реакциях, для которых данные о вероятности деления  $P_f$  отсутствуют. Результаты анализа экспериментальных данных позволили авторам [47] сделать заключение лишь о верхнем пределе коэффициента затухания:  $\beta \leq 8 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ . При этом часть данных для анализа взята из [26], и они так же, как и данные, использованные в [46], выпадают из систематик  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ .

**1.3. Открытые вопросы.** Итак, к началу 90-х годов в рамках ДМ, которая базируется на УФП, было сделано несколько попыток проанализировать множественности предразрывных нейтронов (Вайденмюллер, Делагранж, Дитрих с сотрудниками [20—23, 26, 46, 47, 65, 66, 71]). Эти работы, а также работа группы Хильшера [24], позволили установить, что коллективное ядерное движение по делительной моде происходит в режиме сверхзатухания. Сделать количественные заключения не удалось по причине противоречивости некоторых экспериментальных данных (см., в частности, [26] и [27]), а главным образом — из-за несовершенства теоретических моделей, использованных для анализа, и его несистематического характера. Достаточно полное впечатление о разбросе извлеченных из эксперимента значений  $\beta$  дает табл.4.2 из обзора [31].

Таким образом,

а) необходимо было создать динамическую модель, позволяющую рассчитывать распределения событий деления по числу испущенных нейтронов («шансы деления»), что позволило бы анализировать совместно вероятности деления и множественности предразрывных нейтронов;

б) желательно было провести такой анализ с привлечением как можно большего количества данных различных групп, чтобы исключить вероятность выводов, основанных на ошибочных данных;

в) важно было свести до минимума число независимых подгоночных параметров модели, в частности, найти ограничения на коэффициент, определяющий зависимость поверхностной энергии от температуры (вызывала сомнение и корректность самой постановки этой задачи);

г) полезно было бы найти дополнительные наблюдаемые (кроме  $\langle n_{pre} \rangle$ ), чувствительные к динамике деления.

## 2. КОМБИНИРОВАННАЯ ДИНАМИЧЕСКО-СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ (КДСМ) [63,72—78]

**2.1. Необходимость разработки одномерной ЛФДД и построения КДСМ.** Попытки разработать согласованную динамическую модель деления, вызванного тяжелыми ионами, включающую эмиссию частиц и гамма-квантов, встречались со значительными трудностями.

В частности, при моделировании траектории броуновской частицы, совершающей случайные блуждания вблизи основного состояния при энергиях возбуждения немного больше, чем высота барьера деления, затраты машинного времени превосходят все разумные пределы. Кроме того, для очень больших времен возникает проблема стабильности решения. В результате оказывается возможным изучать только системы, которые имеют 100%-ную вероятность деления за сравнительно короткое время. Физическая же ситуация, конечно, гораздо богаче. Однако, спустя известное время задержки, делящаяся система достигает квазистационарного предела, дальнейшее динамическое моделирование становится излишним: достигается режим применимости СМ. Поэтому в работе [72] было предложено объединить ЛФДД с соответствующим образом модифицированной СМ.

Для целей описания вероятности деления  $P_f$  и множественности предразрывных частиц с самого начала представлялось разумным ограничить динамическое рассмотрение одной степенью свободы, которая соответствует межцентровому расстоянию. Влияние критерия разрыва на  $P_f$  предполагается минимальным, так как система «принимает решение», делиться или нет, в основном в седловой точке (метод переходного состояния). Длина пути от седла до разрыва, которая может существенно влиять на  $\langle n_{pre} \rangle$ , также слабо зависит от критерия разрыва (см., например, рис.4 в обзоре

[39]). Большое число нейтронов, эмитированное из ядра до разрыва при температурах 1—3 МэВ свидетельствует, что делительное движение является медленным, происходит преимущественно в диффузионном режиме. Поэтому для описания процесса было решено воспользоваться редуцированным уравнением Ланжевена, соответствующим режиму сверхзатухания. Эти серьезные приближения предполагалось компенсировать систематичностью анализа экспериментального материала: по нуклонному составу делящихся ядер, по их энергиям возбуждения, по количеству различных наблюдаемых.

**2.2. Динамическое уравнение КДСМ и квазистационарная скорость деления.** Здесь мы обсудим формулы, которые ведут к согласованной «сшивке» ЛФДД с СМ. Начнем с аргументов в пользу необходимости модифицировать традиционный подход [39,40,43,72,79,80—84]. Например, мы использовали в [72] РУЛ в виде (12). Используя это или любое другое динамическое уравнение, скорость деления можно рассчитать как

$$R_f(t) = \frac{1}{(N_{\text{tot}} - N_f(t))} \frac{dN_f(t)}{dt}, \quad (21)$$

регистрируя число ланжевенских траекторий  $N_f(t)$ , которые достигли точки разрыва за время меньше  $t$ .  $N_{\text{tot}}$  — полное число траекторий.

В [72] после перехода от динамических расчетов к статистическим мы использовали бор-уилеровское выражение для делительной ширины, модифицированное учетом коррекционного крамерсова множителя (см. ф-лу (18)):

$$R_f^{KBW} = \hbar \frac{\omega_{sd} \omega_{gs}}{\beta T} R_f^{BW}. \quad (22)$$

Эта формула записана для случая сверхзатухания. Здесь  $R_f^{BW}$  — стандартное бор-уилеровское выражение для скорости деления [2] (см. ф-лу (20)), наиболее существенными ингредиентами которого в модели ферми-газа (МФГ) являются параметры  $a_n$  и  $a_f$ .

При значениях времени, больших времени задержки, скорости деления, вычисленные динамически (21) и статистически (22) для сверхзатухания, должны совпадать друг с другом. Однако в РУЛ (12) полностью отсутствует информация о координатной зависимости параметра плотности уровней, тогда как именно эта зависимость определяет различие между  $a_n$  и  $a_f$  в формуле Бора — Уилера. Как известно, отношение  $a_f/a_n$  часто используется как подгоночный параметр в СМ для воспроизведения данных о вероятностях деления [68,85—87]. С другой стороны, в формуле Бора — Уилера (20) отсутствует какая бы то ни было информация о точке разрыва. Таким образом, можно ожидать согласия между динамической и статистической скоро-

стями деления, только если координатная зависимость параметра плотности уровней и положение точки разрыва не играют никакой роли.

Фактически  $R_f(t)$  обычно сравнивают с крамерсовою скоростью деления  $R_f^K$  [3]:

$$R_f^K = f_f \frac{T}{2\pi \hbar} e^{-B_f/T}. \quad (23)$$

Эту формулу можно получить из (18), (20), используя МФГ ( $\rho(E) \sim \exp(2\sqrt{aE})$ ) и  $T = \sqrt{E_{\text{tot}}^*/a}$  в приближении  $B_f/E_{\text{tot}}^* \ll 1$ , и предполагая, что параметры плотности уровней в основном состоянии и в седловой точке совпадают. Тогда

$$\begin{aligned} R_f^{BW} &= \frac{1}{2\pi \hbar \exp(2\sqrt{aE_{\text{tot}}^*})} \int_0^{E_{\text{tot}}^* - B_f} d\varepsilon \exp(2\sqrt{a(E_{\text{tot}}^* - B_f - \varepsilon)}) \simeq \\ &\simeq \frac{T}{2\pi \hbar} e^{-B_f/T}. \end{aligned} \quad (24)$$

Сравнение  $R_f(t)$  и  $R_f^K$  проводилось в работах [51,79,82], и согласие обычно было удовлетворительным. Более того, в работе [79] показано, что это согласие сохраняется вплоть до  $B_f/T > 0,5$ , тогда как изначально формула Крамерса (23) была выведена для случая  $B_f/T \gg 1$ . К сожалению, все сравнения [51,79,82] проводились для случая координатно-независимого параметра плотности уровней и с точкой разрыва, лежащей далеко от седловой точки. Таким образом, несоответствие между динамическим и статистическим описанием скорости деления долгое время оставалось незамеченным.

Между тем известно, что для описания нагретой ядерной системы потенциальная энергия в динамических уравнениях должна быть заменена на свободную энергию  $F(q, T)$  [88—90]. В МФГ, которая используется в дальнейшем, свободная энергия связана с параметром плотности уровней следующим образом:

$$F(q, T) = V(q) - a(q) T^2. \quad (25)$$

Деформационная зависимость гладкой части параметра плотности уровней появляется вследствие наличия градиента нуклонной плотности на поверхности ядра [91] и является общим физическим результатом [92]. Таким образом, информация о деформационной зависимости параметра

плотности уровней появляется в уравнении движения, которое приобретает вид

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{1}{\eta} \left( \frac{\partial F}{\partial q} \right) \Big|_T + \sqrt{\left( \frac{T}{\eta} \right)} b(t). \quad (26)$$

Регулярная составляющая силы  $K = -(\partial F / \partial q) \Big|_T$  дается теперь производной от свободной энергии по делительной координате при постоянной температуре. Разумеется, выбор конкретного термодинамического потенциала является делом вкуса [93]. В дальнейшем мы будем использовать в этом качестве энтропию  $S(E_{\text{tot}}^*, q)$ , которая является функцией только  $q$ , поскольку полная энергия возбуждения  $E_{\text{tot}}^*(q, S)$  остается постоянной.

Полная энергия возбуждения является суммой трех слагаемых: кинетической энергии коллективного движения  $E_{\text{kin}}$ , которая в случае сверхзатухания — порядка температуры ядра; потенциальной энергии  $V(q)$  и внутренней энергии возбуждения  $E^*$ . Используя соотношение  $F = E_{\text{tot}}^* - TS$  и пренебрегая  $E_{\text{kin}}$ , получаем для регулярной составляющей силы

$$K = -\partial F / \partial q \Big|_T = T \partial S / \partial q \Big|_{E_{\text{tot}}^*}. \quad (27)$$

Поскольку ядерная система замкнута, и  $E_{\text{tot}}^*$  остается постоянной, мы используем в дальнейшем полную производную по координате вместо частной:

$$T \left( \frac{\partial S}{\partial q} \right) \Big|_{E_{\text{tot}}^*} = T dS / dq = TS'. \quad (28)$$

Редуцированное уравнение Ланжевена тогда принимает вид

$$\frac{dq}{dt} = \frac{T}{\eta} S' + \sqrt{\left( \frac{T}{\eta} \right)} b(t). \quad (29)$$

В вычислениях, результаты которых обсуждаются ниже, использовано ферми-газовое выражение для энтропии

$$S(q) = 2 \sqrt{a(q) (E_{\text{tot}}^* - V(q))}. \quad (30)$$

Одна из причин, по которым в КДСМ используется энтропия вместо свободной энергии, состоит в том, что, будучи отнормирована на нуль в основном состоянии ядра, энтропия играет ту же роль, что и  $(-V/T)$ . Хорошо известно, что значение этого соотношения в седловой точке является важнейшим параметром стандартной СМ.



В [63] дан вывод модифицированного статистического выражения для скорости деления, которое призвано заменить  $R_f^K$ . Этот вывод базируется на понятии среднего времени достижения границы (СВДГ) (mean first passage time (MFPT)), которое широко используется во многих областях физики и химии (см., например, [48—50,94]). Величина, обратная СВДГ, интерпретируется обычно как средняя скорость деления  $R_{MFPT}$ :

$$R_{MFPT} = \frac{T}{\eta} \left\{ \int_{q_{gs}}^{q_{sc}} dy e^{-S(y)} \int_{-\infty}^y dz e^{S(z)} \right\}^{-1} \quad (31)$$

Это решение соответствует начальному положению частицы в основном состоянии  $q_{gs}$ . Формула (31) обобщает на случай нагретых замкнутых систем результат, полученный Андроновым, Понтрягиным и Виттом 60 лет назад [95].

Таким образом, замена потенциала энтропией позволила вывести динамическое уравнение, содержащее информацию о параметре плотности уровней, и выражение для статистической скорости деления, которое включает в себя положение точки разрыва. Несогласованность, присущая формулам (12) и (22), использованным в [72], устраняется заменой их на (29) и (31) соответственно.

В реальных расчетах использование формулы (31), связанное с многократным вычислением двойного интеграла для различных  $A, Z$ , энергий возбуждения и угловых моментов, потребовало бы нереально большого машинного времени при переходе в статистическую ветвь модели. Чтобы избежать этого, мы заменяем (31) приближенным выражением, которое получается путем оценки интегралов по методу перевала. При этом внутреннее интегрирование надо распространить до бесконечности ( $y \rightarrow \infty$ ) и положить во внешнем интеграле  $q_{gs} \rightarrow -\infty$ . Результирующее приближенное выражение для скорости деления имеет вид

$$R_{app} = \frac{\tilde{\omega}_{gs} \tilde{\omega}_{sd}}{2\pi\beta} \exp [S(q_{gs}) - S(q_{sd})] \times \\ \times 2(1 + \operatorname{erf} [(q_{sc} - q_{sd}) \tilde{\omega}_{sd} \sqrt{m/2T}])^{-1} \quad (32)$$

Седловая точка и основное состояние определяются стационарными точками энтропии, а не потенциальной энергии, как это обычно делалось. Частоты  $\tilde{\omega}_{gs} = \sqrt{|S''|_{gs}} T/m$  и  $\tilde{\omega}_{sd} = \sqrt{S''_{sd}} T/m$  вычисляются теперь через вторые производные от энтропии в стационарных точках.

Из формулы (32) очевидно также влияние точки разрыва на скорость деления. Если точка разрыва находится далеко от седловой точки,

$\text{erf} [(q_{sc} - q_{sd}) \bar{\omega}_{sd} \sqrt{m/2T}] \rightarrow 1$ . Если седловая точка и точка разрыва совпадают, то функция ошибок стремится к нулю, и это приводит к увеличению  $R_{\text{app}}$  в два раза по сравнению с предыдущей ситуацией. Необходимость модификации формулы Крамерса в случае, если седловая точка и точка разрыва близки друг к другу, отмечалась Струтинским в [4].

Формула Крамерса [3] для  $R_K$  в случае сверхзатухания получается из (32), если параметр плотности уровней не зависит от деформации, точка разрыва лежит вдали от седловой точки, и  $E_{\text{tot}}^* \gg V(q_{sd}) > V(q_{gs})$ :

$$R_K = -\frac{\omega_{gs} \omega_{sd}}{2\pi\beta} \exp \{(-V(q_{sd}) + V(q_{gs}))/T\}, \quad (33)$$

где  $\omega_{gs} = \sqrt{V''_{gs}/m}$  и  $\omega_{sd} = \sqrt{|V''_{sd}|/m}$  связаны теперь с кривизной потенциальной энергии в стационарных точках.

Для того чтобы иметь возможность производить систематические вычисления наблюдаемых в широком диапазоне ядер, необходимо было разработать алгоритм быстрого вычисления потенциальной энергии и параметра плотности уровней как функций деформации. Эти вопросы рассматриваются ниже.

**2.3. Потенциальная энергия [78].** Поскольку мы будем иметь дело главным образом с нагретыми ядрами, оболочечные поправки можно игнорировать. В КДСМ используется жидкокапельный набор параметров Майерса и Святецкого [96]. Потенциальная энергия дается выражением

$$V(A, Z, L, q) = a_2(1 - kI^2) A^{2/3} (B_s(q) - 1) + c_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} (B_C(q) - 1) + c_r L^2 A^{-5/3} B_r(q). \quad (34)$$

Здесь мы опустили члены, не зависящие от делительной координаты  $q$ . Согласно [96] параметры в (34) имеют следующие значения:

$$a_2 = 17,9439 \text{ МэВ}, \quad c_3 = 0,7053 \text{ МэВ}, \quad k = 1,7826, \\ c_r = 34,50 \text{ МэВ}. \quad (35)$$

Мы не учитываем поправки, связанные с конечным радиусом ядерных сил, т.к. нам не известен способ учета таких поправок в параметре плотности уровней, а для потенциальной энергии и параметра плотности уровней желательно иметь один и тот же порядок точности.

Для вычисления величин  $B_s(q)$ ,  $B_C(q)$  и  $B_r(q)$  мы используем  $c$ ,  $h$ ,  $\alpha$  параметризацию [97]. Рассматривается только симметричный случай ( $\alpha = 0$ ). В случае сверхзатухания, который мы исследуем, система «ползет»

по дну долины деления, которая характеризует одномерный потенциал. Оказывается, что дно долины деления индивидуального ядра проходит вблизи последовательности седловых точек различных ядер. В той области, где  $h_{sd}$  является однозначной функцией  $q_{sd}$ , можно параметризовать  $B_s$  как функцию деформации следующим образом:

$$B_s = \begin{cases} 1 + 0,464/9 \cdot (q - 0,375)^2, & \text{если } q < 0,452; \\ 0,983 + 0,439 \cdot (q - 0,375), & \text{если } q \geq 0,452. \end{cases} \quad (36)$$

Для вычисления  $B_C$  используется приближенная формула, с помощью которой барьеры деления  $B_f$  выражаются через параметр делимости  $X$  [98]:

$$\frac{B_f}{E_{ssp}} = \begin{cases} 0,2599 - 0,2151X - 0,1643X^2 - 0,0673X^3, & \text{если } X < 0,6; \\ 0,7259Y^3 - 0,3302Y^4 + 0,6387Y^5 \\ + 7,8727Y^6 - 12,0061Y^7, & \text{если } X > 0,6. \end{cases} \quad (37)$$

Здесь,  $Y = 1 - X$ , а  $E_{ssp}$  — поверхностная энергия сферического ядра с делимостью  $X$ . Зависимость межцентрового расстояния в седловой точке  $q_{sd}$  от параметра делимости, которая замыкает нашу одномерную параметризацию потенциальной энергии для нулевого углового момента, имеет вид

$$q_{sd} = 0,375 + \frac{0,875}{1 + \exp(20(X - 0,74))}. \quad (38)$$

Величина  $B_r(q)$ , задействованная в формуле (34), пропорциональна обратному твердотельному моменту инерции. В  $(c, h)$ -параметризации она определяется как

$$B_r = J_{\parallel}^{-1}, \quad \text{если } J_{\perp} < J_{\parallel} \quad \text{и } q > 0,375, \\ B_r = J_{\perp}^{-1} \quad \text{во всех остальных случаях;} \\ J_{\perp} = c^2 \{1 + c^{-3} + 4B_{sh} [2c^3 + (4/15) B_{sh} c^3 - 1]/35\}/2, \quad (39)$$

$$J_{\parallel} = c^2 \{c^{-3} + 4B_{sh} [(4/15) B_{sh} c^3 - 1]/35\}.$$

Параметр формы ядра  $B_{sh}$  и наша коллективная координата  $q$  выражаются через  $c$  и  $h$  следующим образом:

$$B_{sh}(c, h) = 2h + (c - 1)/2, \quad (40) \\ q(c, h) = \frac{3}{8} c \left( 1 + \frac{2}{15} B_{sh} c^3 \right). \quad (41)$$

Наша одномерная параметризация неприменима для очень легких ядер, т.к.  $h_{sd}(q_{sd})$  и  $q_{sd}(X)$  перестают быть однозначными функциями. Поэтому параметризация работает, только если  $X \geq 0,55$ . Это, однако, не вызывает слишком больших трудностей при практических расчетах, т.к. легкие ядра делятся главным образом при высоких угловых моментах, которые эффективно увеличивают параметр делимости.

Описанная здесь параметризация позволяет достаточно быстро производить вычисления для всех случаев, представляющих практический интерес.

**2.4. Параметр одночастичной плотности состояний и его зависимость от деформации [78].** Для адекватного описания процесса деления параметр плотности уровней и его зависимость от деформации играют столь же важную роль, как и потенциальная энергия. Пренебрегая поправками на кривизну поверхности, гладкую часть одночастичного параметра плотности уровней можно записать в виде [92]

$$a(q) = \tilde{a}_1 A + \tilde{a}_2 A^{2/3} B_s(q). \quad (42)$$

Следуя Смиренкину с соавторами [87], мы выбрали из многих возможностей наиболее слабую координатную зависимость, которая не противоречит экспериментальным данным. Она соответствует теоретическому результату Игнатьюка с соавторами [91], полученному для потенциала Вудса — Саксона:

$$\tilde{a}_1 = 0,073 \text{ МэВ}^{-1} \quad \text{и} \quad \tilde{a}_2 = 0,095 \text{ МэВ}^{-1}. \quad (43)$$

Интересно отметить, что в более грубом приближении прямоугольной или трапециевидальной ямы коэффициент  $\tilde{a}_2$  меняет не только абсолютную величину, но даже знак.

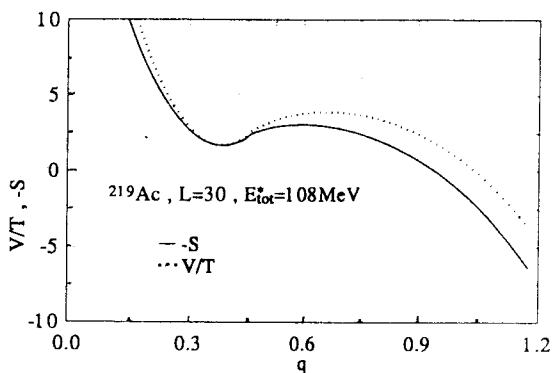
Пока мы преследуем цель построить согласованное динамическое и статистическое описание процесса деления, поэтому конкретная величина коэффициента  $\tilde{a}_2$  не имеет значения. Напротив, в следующем разделе, при сравнении результатов расчета с экспериментальными данными, численное значение  $\tilde{a}_2$  окажется чрезвычайно важным.

После того как выбраны параметры жидкокапельной потенциальной энергии и параметр плотности уровней, энтропия  $S$  становится функцией массового и зарядового чисел, углового момента, координаты и полной энергии возбуждения:

$$S(A, Z, L, q, T) = 2 \sqrt{a(A, q) (E_{\text{tot}}^* - V(A, Z, L, q))}. \quad (44)$$

Больше свободных подгоночных параметров ни в динамической, ни в статистической ветви модели нет, за исключением коэффициента затухания  $\beta$ , который входит в обе из них. Естественно предположить, что

Рис.4. Потенциальная энергия, деленная на температуру (пунктир), и энтропия, взятая с обратным знаком и нормированная на нуль в основном состоянии невращающегося ядра (сплошная линия), как функции делительной координаты. Расчет выполнен для ядра  $^{219}\text{Ac}$  при угловом моменте  $L = 30$  и  $E_{\text{tot}}^* = 108$  МэВ. [78]



этот коэффициент является универсальным для всех ядер. Таким образом, подгоночные параметры типа  $a_n$ ,  $a_f/a_n$  и  $B_f$  для индивидуальных ядер в нашей модели отсутствуют, что мы рассматриваем как серьезное преимущество по сравнению с макроскопической стандартной СМ.

**2.5. Согласованность динамического и статистического описания скорости деления [78].** Начнем обсуждение результатов с рис.4. Традиционно [3,94] скорость деления определяется отношением разности потенциальных энергий в седловой точке и основном состоянии к температуре (см. ф-лу (33)), тогда как в нашем подходе эту роль играет разность соответствующих энтропий, как и в наиболее рафинированном варианте СМ [99]. Поэтому мы сравниваем на рис.4 потенциальную энергию  $V(q)$ , поделенную на температуру, с энтропией, взятой с обратным знаком и нормированной на нуль в основном состоянии невращающегося ядра на примере  $^{219}\text{Ac}$ . Видно, что по сравнению с потенциальной энергией барьер энтропии не только понижается, но и сдвигается в сторону более компактных конфигураций. Причиной обоих эффектов является координатная зависимость параметра плотности уровней.

Интересно проследить, как ведут себя потенциальные энергии, и особенно энтропии, как функции деформации для ядер с разными параметрами делимости. Особенности этого поведения хорошо видны на рис.5. На рис.5,а показаны  $V$  и  $(-ST)$ , на рис.5,б —  $(-S)$  и  $V/T$ . И потенциал, и энтропия нормированы на нуль в основном состоянии. Расчеты выполнены для сравнительно низкой энергии возбуждения  $\approx 50$  МэВ и нулевого углового момента. При любом представлении результатов виден переход от легких систем с высоким барьером и седловой точкой, лежащей близко к точке разрыва, к тяжелым системам с низким барьером и длинным спуском. Эти черты, хорошо известные для потенциальной энергии, сохраняются и для энтропии (взятой с обратным знаком и соответствующим образом нормиро-

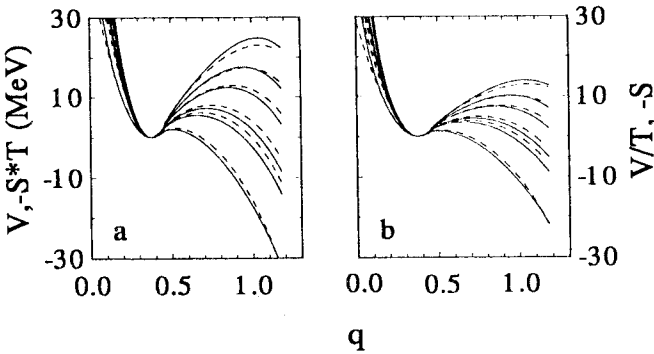
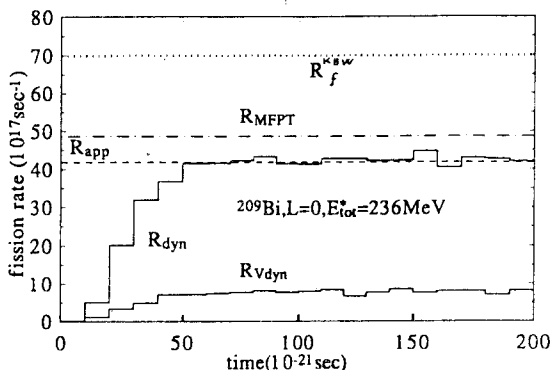


Рис.5. *a*) Потенциал  $V(q)$  (пунктир) и энтропия (с обратным знаком), умноженная на температуру  $-ST$  (сплошные линии), как функции делительной координаты  $q$  для  $^{178}\text{W}$  ( $X = 0,637$ ),  $^{188}\text{Pt}$  ( $X = 0,671$ ),  $^{200}\text{Pb}$  ( $X = 0,701$ ),  $^{213}\text{Fr}$  ( $X = 0,743$ ),  $^{224}\text{Th}$  ( $X = 0,763$ ) и  $^{251}\text{Es}$  ( $X = 0,834$ ) (сверху вниз). Вычисления сделаны с параметром плотности уровней [91] при  $L = 0$  и  $E_{\text{tot}}^* = 50$  МэВ [63]. *b*) Потенциал, деленный на температуру  $V(q)/T$  (пунктир), и энтропия с обратным знаком  $-S$  (сплошные линии) как функции делительной координаты  $q$  для тех же систем [63]

ванной). Для качественного понимания результатов КДСМ на языке энтропии следует отождествлять ее с потенциалом, деленным на температуру. Например,  $-S_{sd} = 2$  означает, что барьер деления (в МэВ) приблизительно вдвое больше температуры, и использование статистического подхода оправданно;  $-S_{sd} = 0,2$  означает, что барьер деления в пять раз меньше температуры, и, во избежание ошибок по порядку величины, необходимо подходить к задаче динамически. Обсуждение деталей взаимного положения  $-S$  и  $V/T$  можно найти в работе [63].

На рис.6 демонстрируется сравнение динамического и статистического описания скоростей деления. Здесь и дальше до конца этого раздела  $\beta = 15 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ , что соответствует сверхзатуханию. Как и следовало ожидать, динамическая скорость деления  $R_{V \text{ dyn}}$ , вычисленная традиционным образом с использованием уравнения (12), не согласуется со статистической делительной шириной  $R_f^{\text{KBW}}$  (формула (22)), которая широко использовалась ранее [22,23,26,66,72]. Если  $R_{V \text{ dyn}}$  недооценивает истинное значение

Рис.6. Скорости деления, вычисленные с помощью традиционных формул ( $R_{V\text{dyn}}$  — РУЛ (12),  $R_f^{\text{KBW}}$  — (22)), сравниваются с результатами модифицированного подхода ( $R_{\text{dyn}}$  — РУЛ (29),  $R_{\text{MFPT}}$  — (31) и  $R_{\text{app}}$  — (32)). Вычисления произведены с параметром плотности уровней [91] для  $E_{\text{tot}}^* = 50$  МэВ.[78]



скорости деления  $R_{\text{MFPT}}$ , игнорируя эффекты поверхности в параметре плотности уровней, то  $R_f^{\text{KBW}}$ , наоборот, переоценивает влияние этих эффектов, т.к. включает в себя отношение  $a_f/a_n$ , где значение  $a_f$  берется в седловой точке *потенциальной энергии*, которая деформирована заметно больше, чем седловая точка *энтропии*. В итоге  $R_f^{\text{KBW}}$  превосходит  $R_{V\text{dyn}}$  более чем на порядок.

В нашем согласованном подходе значение  $R_{\text{dyn}}$ , вычисленное из решения уравнения (29), близко к модифицированному статистическому выражению для  $R_{\text{MFPT}}$  — (31). В данном конкретном примере приближенное выражение для статистической скорости деления  $R_{\text{app}}$  (32) даже согласуется с динамическим результатом точно, но это, конечно, случайное совпадение.

Сравнение динамического и статистического описания процесса показано на рис.7 для распределения по деформациям тех частиц, которые еще не достигли точки разрыва. Картина, разумеется, изменяется во времени, пока устанавливается квазистационарный ток через барьер. На рис.7 представлена «отрелаксировавшаяся» ситуация, соответствующая моменту времени  $2 \cdot 10^{-19}$  с. Сравниваются распределения частиц, соответствующие каноническому ( $\exp(-V(q)/T)$ ) и микроканоническому ( $\exp(S(q))$ ) ансамблям. Видно, что второе распределение гораздо лучше согласуется с динамическим, чем первое.

Перейдем теперь к обсуждению согласованности динамической (21), (29) и статистической («точной» (31) и приближенной (32)) скоростей деления для разных энергий возбуждения, угловых моментов и значений параметра делимости.

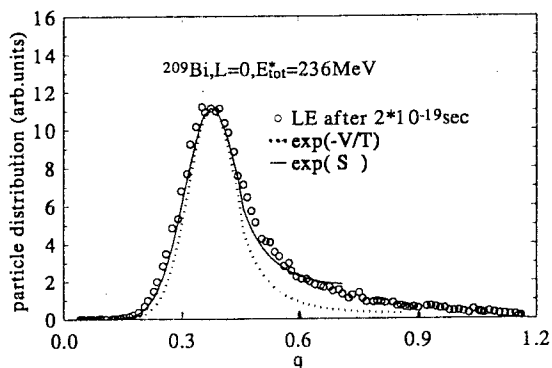


Рис.7. Распределение частиц, которое возникает в ЛФДД при использовании РУЛ (29) к моменту времени  $2 \cdot 10^{-19} \text{ с}$  (○) и равновесные распределения, полученные с использованием потенциала (пунктир) и энтропии (сплошная линия). Значения всех трех распределений в максимуме приняты одинаковыми.[78]

На рис.8,*a* показана зависимость квазистационарного значения  $R_{\text{dyn}}$  от энергии возбуждения для ядра  $^{209}\text{Bi}$  при нулевом угловом моменте. Заметим, что абсолютное значение  $R_{\text{dyn}}$  покрывает почти два порядка величины. Для сравнения  $R_{\text{dyn}}$  со статистической скоростью деления показаны отношения  $R_{\text{MFPT}}/R_{\text{dyn}}$  и  $R_{\text{app}}/R_{\text{dyn}}$ . Отклонения этих отношений от единицы, как видно из рисунка, не превосходят 20%.  $R_{\text{MFPT}}$  и  $R_{\text{app}}$  отклоняются друг от друга приблизительно на столько же. Видно, что точное совпадение  $R_{\text{app}}$  с  $R_{\text{dyn}}$  на рис.6 действительно случайность. Такая же проверка согласованности динамической и статистической ветвей КДСМ для различных значений угловых моментов производится на рис. 8,*b* на примере  $^{209}\text{Bi}$  при  $E^* = 108 \text{ МэВ}$ . Только для очень высоких угловых моментов наблюдается расхождение между динамикой и статистикой более чем на 25%. В практических вычислениях для таких больших угловых моментов переход в статистическую ветвь не используется, т.к. ядра делятся быстро в динамическом режиме. На рис.8,*c* сравниваются различные методы вычисления скоростей деления в широком диапазоне параметра делимости составного ядра при нулевом угловом моменте и  $E^* = 288 \text{ МэВ}$ . Для малых значений  $X$   $R_{\text{MFPT}}$  и  $R_{\text{app}}$  превосходят  $R_{\text{dyn}}$ , с возрастанием параметра делимости эта тенденция сменяется противоположной. Отклонения  $R_{\text{MFPT}}$  и  $R_{\text{app}}$  от  $R_{\text{dyn}}$  для не слишком малых  $X$  вновь не превосходят 25%. Как уже упоминалось, для легких ядер ( $X \leq 0,55$ ) при нулевом моменте наша модель теряет применимость. Нарастающие в области тяжелых ядер отклонения отношений  $R_{\text{MFPT}}/R_{\text{dyn}}$  и  $R_{\text{app}}/R_{\text{dyn}}$  от единицы несущественны, т.к. в практических вычислениях для таких ядер переход в статистическую ветвь не используется.



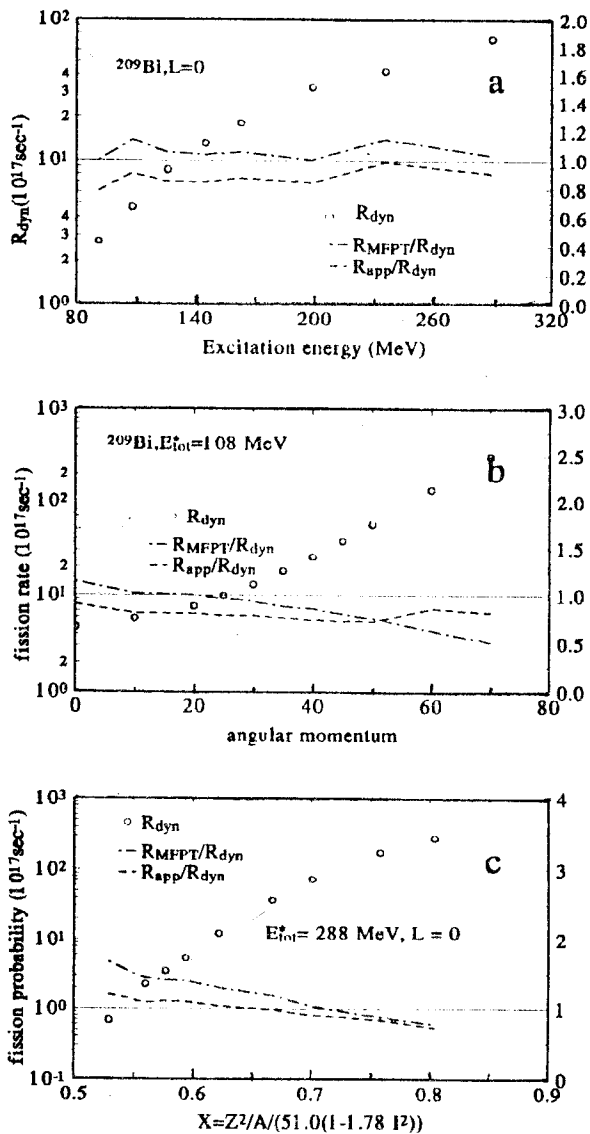


Рис.8. Квазистационарная скорость деления, полученная динамически,  $R_{\text{dyn}}$  (○, левая ось) и отношения  $R_{\text{MFPT}}/R_{\text{dyn}}$  (штрихпунктир) и  $R_{\text{app}}/R_{\text{dyn}}$  (пунктир), вычисленные а) для  $^{209}\text{Bi}$  при  $L=0$  как функции внутренней энергии возбуждения, б) для  $^{209}\text{Bi}$  при  $E_{\text{tot}}^* = 108 \text{ МэВ}$  как функция углового момента, в) для  $L=0$  при  $E_{\text{tot}}^* = 288 \text{ МэВ}$  как функция параметра делимости.[78]

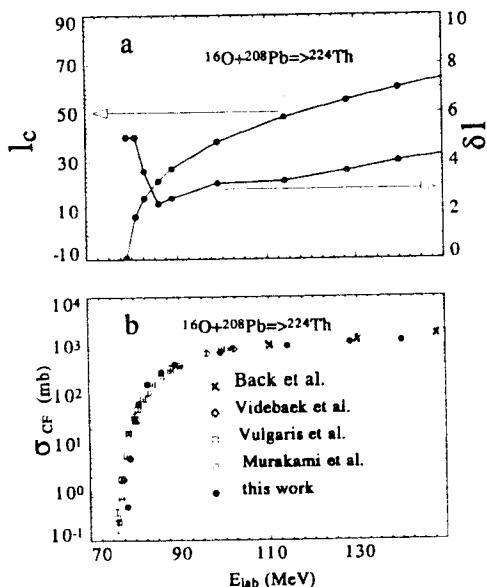


Рис.9. а) Параметры распределения составных ядер по спине  $l_c$  и  $\delta l$ , извлеченные из расчетов в модели поверхностного трения [56,101,102], для  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  как функции лабораторной энергии. б) Экспериментальные сечения деления для  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ : x — [108],  $\diamond$  — [109],  $\square$  — [110],  $\circ$  — [111], сравниваются с результатами расчетов в модели поверхностного трения [56, 101,102] ( $\bullet$ ), [73]

## 2.6. Распределение составных ядер по спином [63,72,74].

Большое влияние на значения наблюдаемых оказывает распределение составных ядер по спином. В работах [63,72,73, 100] мы использовали для этой

цели модель поверхностного трения (Surface Friction Model), разработанную Фребрихом с соавторами [56,101,102] для описания слияния и глубокоупругих столкновений тяжелых ионов (не путать с поверхностной однотельной диссипацией!). Эта модель базируется на однотельном механизме диссипации, предложенном Гроссом с соавторами [8], и уравнениях Ланжевена для коллективных переменных, в роли которых выступает межцентровое расстояние и деформации сталкивающихся ядер. После выполнения вычислений парциальные сечения слияния аппроксимировались формулой

$$\sigma(l) = \frac{2\pi}{k^2} \frac{2l + 1}{1 + \exp\left(\frac{l - l_c}{\delta l}\right)}, \quad (45)$$

которая использовалась в КДСМ в качестве весовой функции по парциальным волнам при динамических и статистических расчетах. Типичная зависимость параметров  $l_c$  и  $\delta l$  от энергии налетающего иона на примере реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  показана на рис.9,а. Поведение параметра диффузности  $\delta l$  как функции энергии может быть понято на основе простой формулы для среднеквадратичного смещения свободной броуновской частицы:  $\langle y^2 \rangle \sim Tt$ . При больших энергиях температура становится выше, амплитуда флуктуаций увеличивается, и параметр диффузности возра-

стает. При малых энергиях относительное движение сливающихся ядер становится медленным, и слабые (из-за низкой температуры) флуктуации имеют достаточно времени, чтобы заметно отклонить систему от среднего пути в фазовом пространстве. В результате диффузность с уменьшением энергии опять возрастает, но уже по другой причине, чем в случае больших энергий. Минимальное значение  $\delta l$  достигается при промежуточных значениях энергии налетающей частицы.

На рис.9, *b* на примере реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  показано качество согласия сечений слияния, рассчитанных в модели поверхностного трения [56, 101], с экспериментальными, которое является типичным для реакций, обсуждаемых в следующих двух разделах.

Позже была предложена параметризация  $l_c$  и  $\delta l$ , полученных в рамках модели поверхностного трения [74]. Для  $l_c$  эта параметризация имеет следующий вид:

$$l_c = 0,22 \sqrt{(A_p \cdot A_t / A_{cn})} (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) \times (1,5 + 0,93 \sqrt{(E_{cm} - V_c)}), \quad (46)$$

если энергия налетающей частицы в системе центра масс  $E_{cm}$  больше высоты барьера слияния  $V_c$ , для которой используется простая кулоновская подстановка

$$V_c = 5/3 \cdot a_c \cdot Z_p \cdot Z_t / (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} + 1,6) \quad (47)$$

с  $a_c = 0,7053$  МэВ. При  $E_{cm} - V_c > 120$  МэВ

$$l_c = 2,5 \sqrt{(A_p \cdot A_t / A_{cn})} (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}). \quad (48)$$

Труднее параметризовать диффузность распределения составных ядер по спидам. Мы предложили для этой цели следующую подстановку:

$$\delta l = \begin{cases} (A_p A_t)^{3/2} \cdot 10^{-5} \cdot (3 + 0,04 E) & \text{для } E > 0; \\ (A_p A_t)^{3/2} \cdot 10^{-5} \cdot (3 - 0,08 E) & \text{для } E < 0. \end{cases} \quad (49)$$

Здесь  $E = E_{cm} - V_c - 10$  МэВ. Рисунок 10 иллюстрирует качество нашей параметризации. Оно далеко не безупречно, однако полезно иметь в виду следующее. Отклонения кривой, построенной по формулам (49), от «точных» значений (которые, в свою очередь, извлечены из результатов расчета в модели поверхностного трения) в подбарьерной области не имеют значения, поскольку параметризация изначально предназначена для того, чтобы быстро получать распределения составных ядер по спидам при  $E_{cm} > V_c$ . Точные значения  $\delta l$  важны, главным образом, для легких составных систем в силу их малой делимости, а наиболее серьезные против-

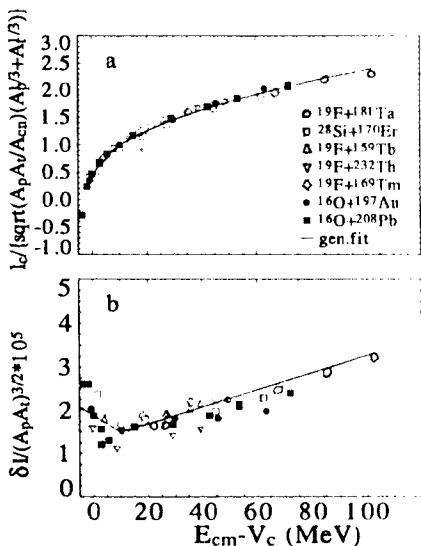


Рис.10. Результаты расчета параметров  $l_c$  и  $\delta l$  распределения составных ядер по спину с помощью модели поверхностного трения [56,101,102] сравниваются с расчетом по аппроксимирующим формулам (46)—(49), [74]

речия между параметризацией и точными  $\delta l$  возникают для сравнительно тяжелых систем ( $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ ,  $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th}$ ), которые все равно делятся почти на 100%.

**2.7. Алгоритм вычислений в КДСМ.** Вычисления в КДСМ производятся по следующему алгоритму, который иллюстрируется рис.11.

Ланжевеновские динамические расчеты начинаются из основного состояния с полной энергией возбуждения  $E_{\text{tot}}^*$  и угловым моментом  $l$ . При этом число траекторий с данными начальными условиями пропорционально парциальному сечению слияния, вычисленному из модели поверхностного трения или согласно параметризации из предыдущего пункта. РУЛ в дискретной форме имеет вид

$$q_{n+1} = q_n + \frac{T}{\eta} \left( \frac{dS}{dq} \right)_n \theta + \sqrt{T\theta/\eta} b'(t). \quad (50)$$

Здесь  $b'(t)$  — нормально распределенная случайная величина с дисперсией 2. Эмиссия легких частиц и гамма-квантов в динамической ветви моделируется следующим образом [72]. Для каждого шага по времени  $\theta$  вычисляются ширины распада  $\Gamma_\nu$  ( $\nu = n, p, \alpha, d, \gamma$ ). При этом используются формулы для сечений обратных реакций для частиц [103], которые наилучшим образом аппроксимируют точные расчеты с оптическими потенциалами, и формула для ширины эмиссии гигантского дипольного гамма-кванта [104,105]. Затем разыгрывается равномерно распределенное на отрезке (0,1) случайное число  $\xi$ , которое сравнивается с отношением величины шага интегрирования РУЛ к среднему времени эмиссии  $\tau_{\text{part}}$  ( $0 \leq \xi \leq 1$ ;  $\tau_{\text{part}} = \hbar \Gamma_{\text{tot}} / E_{\text{tot}} = \hbar / \sum_\nu \Gamma_\nu$ ). Если  $\xi < \theta / \tau_{\text{part}}$ , акт эмиссии считается состоявшимся, и сорт эмитированной частицы разыгрывается по обычной монте-карловской схеме в соответствии с парциальными

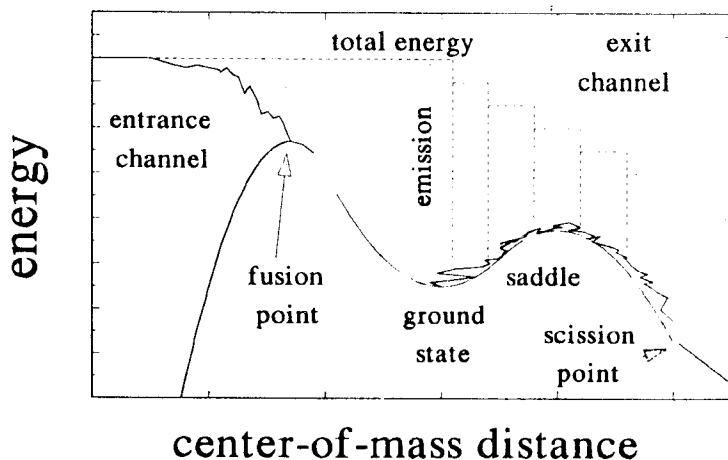


Рис.11. Качественная иллюстрация логики вычислений в КДСМ.[74]

ширинами распада,  $\Gamma_v / \Gamma_{\text{tot}}$ . Эта процедура воспроизводит, в частности, закон радиоактивного распада и является численной реализацией его дифференциальной формы. Энергия эмитированной частицы вычисляется методом Неймана. Роль образующей функции выполняет подынтегральная функция в выражении для  $\Gamma_v$ . После каждого акта эмиссии энергия возбуждения, потенциал и температура пересчитываются, и динамические расчеты продолжаются. Потеря углового момента учитывается в грубом приближении: считается, что в среднем нейтрон уносит  $1\hbar$ , протон —  $1\hbar$ , альфа-частица —  $2\hbar$ , дейтрон —  $2\hbar$ , а гамма-квант —  $1\hbar$ . Эти величины соответствуют верхней оценке результата, полученного в стандартной СМ методом Хаузера — Фешбаха [71, 106].

В конце концов динамическая траектория или достигает точки разрыва (в этом случае «регистрируется» событие деления), или внутренняя энергия частицы, все еще не достигшей седловой точки ( $q < q_{sd}$ ), уменьшается до величины

$$E^* < \min(B_v, B_f), \quad (51)$$

где  $B_v$  — энергия связи частицы типа  $v$ , а  $B_f$  — барьер деления, и событие регистрируется как остаток испарения.

Если ни то, ни другое не произошло за некоторое заданное изначально время  $t = t_d$ , и разница между энтропией в основном состоянии и энтропией в седловой точке превосходит некоторое наперед заданное значение  $S_{\text{STAT}}$ :

$$S(q_{gs}) - S(q_{sd}) > S_{STAT}, \tag{52}$$

то осуществляется переход в статистическую ветвь модели. Если соотношение (52) не выполнено, динамические расчеты продолжаются.

На рис.12 показаны вычисленные в КДСМ для  $^{200}\text{Pb}$  при  $E_{\text{tot}}^* = 150$  МэВ множественности предразрывных нейтронов как функции параметров  $t_d$  и  $S_{STAT}$ . Видно, что  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  и две составляющие этой множественности — часть, эмитированная до барьера,  $\langle n_{gs} \rangle$ , и нейтроны, испарившиеся на спуске,  $\langle n_{ss} \rangle$ , перестают зависеть от конкретных значений  $t_d$  при  $t_d > 30 \cdot 10^{-21}$  с (рис.12,a). Значение  $S_{STAT}$  перестает влиять на  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  и составляющие этой множественности при  $S_{STAT} > 1,5$  (рис.12,b). Конкретные значения параметров  $t_d$  и  $S_{STAT}$ , которые были использованы в расчетах:  $t_d = 100 \cdot 10^{-21}$  с и  $S_{STAT} = 2$ , гарантируют, таким образом, независимость физических результатов от параметров «переключения» в статистическую ветвь.

После перехода в статистическую ветвь парциальные ширины для испускания частиц  $\Gamma_{\nu}$  вычисляются, как и в динамической ветви, а делительная ширина  $\Gamma_f = \hbar R_{\text{app}}$  — через модифицированную скорость деления (32). Для

разыгрывания «многошансового» деления и последовательной эмиссии частиц используется обычная монте-карловская процедура. После каждого акта эмиссии

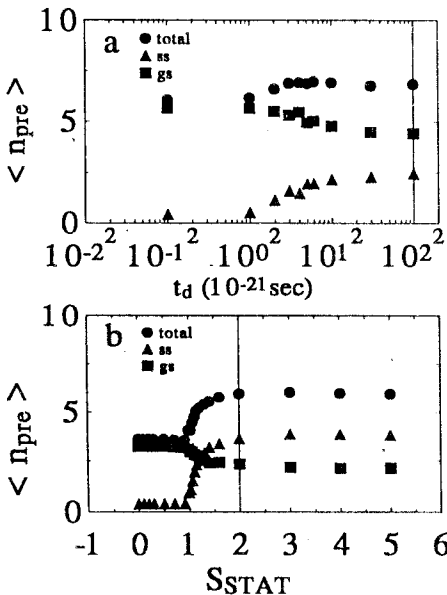


Рис.12. Результаты расчета множественности предразрывных нейтронов (•) для  $^{200}\text{Pb}$  при полной энергии возбуждения 150 МэВ как функции а) времени  $t_d$ , в течение которого производятся ланжевенновские расчеты; б) параметра  $S_{STAT}$ . Вклады предделительных (gs) и спусковых (ss) нейтронов в  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  также показаны. Все функции обнаруживают насыщение при  $t_d > 30 \cdot 10^{-21}$  с и  $S_{STAT} > 1,5$ . Вычисления выполнены для  $L = 50$  и  $S_{STAT} = 2$  в случае (а), и для  $L = 60$  и  $t_d = 0$  в случае (б). [63]

энергия возбуждения и угловой момент пересчитываются, и вычисления продолжаются, пока не произойдет деление, или энергия возбуждения не станет достаточно малой, чтобы выполнить условие (52). Тогда событие регистрируется как остаток испарения.

### 3. АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ И МНОЖЕСТВЕННОСТЕЙ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ НЕЙТРОНОВ [63,74,75]

**3.1. Роль согласованности динамического и статистического описания скорости деления для анализа экспериментальных данных.** В первом пункте предыдущего раздела мы обсуждали необходимость согласованного описания динамической и квазистационарной стадий процесса деления с общетеоретической точки зрения. Здесь мы покажем, что и анализ экспериментальных данных заставляет произвести модификацию, описанную в предыдущем разделе.

В работе [72] были вычислены множественности предразрывных нейтронов  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  и вероятности деления  $P_f$  для реакции  $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Rb}$ . Оказалось, что соответствующие расчетные функции возбуждения согласуются с экспериментом при  $\beta = 3 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ . При этом были использованы барьеры Сирка [107] и параметр плотности уровней  $a(q)$  Токе и Святецкого [69]. Для описания динамики процесса использовалось уравнение (12), а статистическая скорость деления вычислялась согласно (22). В том же подходе удастся воспроизвести функции возбуждения  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  и  $P_f$  для реакций  $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd} \rightarrow ^{158}\text{Er}$  и  $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{251}\text{Es}$ , но с другими значениями коэффициента затухания:  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  и  $\beta = 7 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  соответственно [63]. Результаты этих расчетов иллюстрируются рис. 13. Такая ситуация не может быть признана удовлетворительной, поскольку мы убеждены, что физически разумный коэффициент затухания должен быть универсальным параметром для разных систем. Это убеждение подкрепляется примером, показанным на рис. 14. Как видно из этого рисунка, коэффициент затухания, рассчитанный методом Вернера — Уилера [9] для двухтельной вязкости вдоль долины деления для ядер в широком диапазоне  $Z$  и  $A$ , ведет себя как универсальная функция делительной координаты  $q$ .

Итак, традиционный подход, основанный на уравнениях (12), (22) неудовлетворителен не только из чисто теоретических соображений. Он не позволяет извлечь *универсальный* параметр  $\beta$  из анализа экспериментальных данных.

**3.2. Выбор численных значений для коэффициентов деформационной зависимости параметра плотности уровней.** Ситуация меняется, когда мы используем КДСМ, базирующуюся на уравнениях (29), (32) и энтропии,

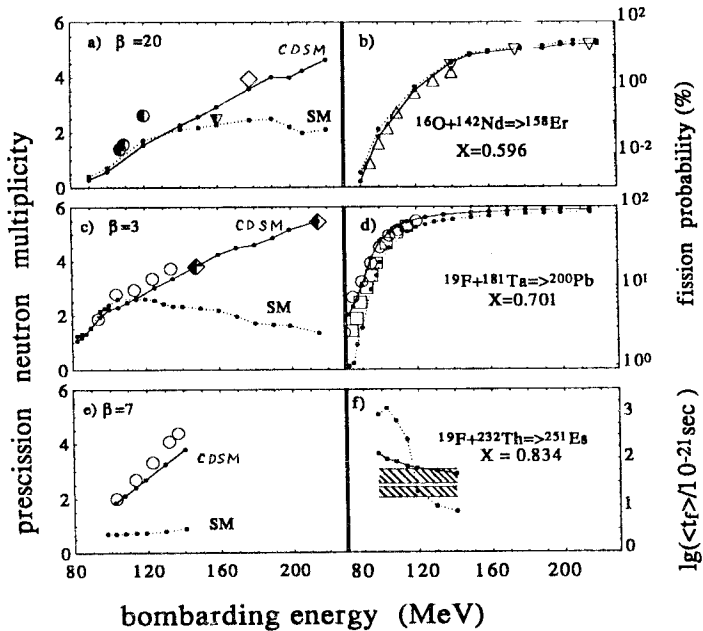
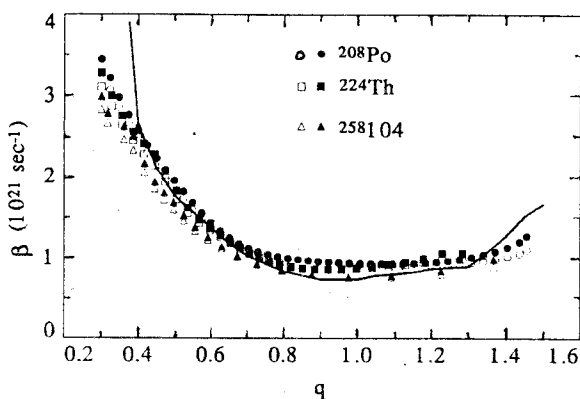


Рис.13. Множественности предразрывных нейтронов  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  и вероятности деления  $P_f$  для  $^{16}\text{O} + ^{142}\text{Nd} \rightarrow ^{158}\text{Er}$ ,  $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Pb}$  и  $^{19}\text{F} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{251}\text{Es}$  ( $P_f = 100\%$ ), вычисленные с использованием УЛ (12) и модифицированной формулы Бора — Уилера (22) (точки, соединенные сплошными линиями), сравниваются с экспериментальными данными. Согласия удается достичь лишь при использовании различных значений  $\beta$ :  $^{158}\text{Er}$  ( $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ ),  $^{251}\text{Es}$  ( $\beta = 7 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ ),  $^{200}\text{Pb}$  ( $\beta = 3 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ ). Символы, которыми показаны экспериментальные данные для  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ :  $\circ$  и  $\bullet$  ( $^{18}\text{O} + ^{150}\text{Sm}$ ) — [112];  $\diamond$  и  $\blacklozenge$  — ( $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ ) [62];  $\nabla$  ( $^{18}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ ) — [114]. Символы, которыми показаны  $P_f$  и  $\langle t_f \rangle$ :  $\circ$  — [115];  $\square$  — [116];  $\Delta$  — [117];  $\nabla$  — [118]; заштрихованная область — [62]. ([63])

как центральной величине. На рис.15 показаны результаты расчетов функций возбуждения  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  и  $P_f$  для семи реакций с тремя различными значениями  $\beta$  в сравнении с экспериментальными данными. Расчеты выполнены с параметром плотности уровней Токе — Святецкого [69]. Экспериментальные функции возбуждения  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  воспроизводятся удовлетворительно с



Рис. 14. Коэффициент затухания  $\beta$ , рассчитанный методом Вернера — Уилера [9] в модели двухтельной вязкости, как функция  $q$  для трех различных ядер [121]. Светлые символы —  $\beta = \pi_{qq} / m_{qq}$ , черные —  $\beta = \pi_{qq} (m^{-1})_{qq}$ . Кривая — расчет из [119] для  $^{213}\text{At}$ , приведенный нами к  $v_0 = 2 \cdot 10^{-23}$  МэВ·с·фм<sup>-3</sup>, [63]



сильным затуханием  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  почти для всех реакций. Функции возбуждения  $P_f$  удастся воспроизвести для всех реакций с гораздо менее сильным затуханием  $\beta = 3 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ . Однако пока еще не удастся воспроизвести множественности нейтронов и вероятности деления с одним и тем же  $\beta$ . Это не есть универсальное описание.

Кроме  $\beta$ , в задаче есть два «параметра», которые можно варьировать. Это набор жидкокапельных коэффициентов в потенциальной энергии (см. ф-лы (34), (35)) и набор коэффициентов (43) в ф-ле (42) для  $a(q)$ .

Набор жидкокапельных коэффициентов влияет на высоту барьера деления, роль которого убывает с увеличением энергии, как видно из формулы (44) для энтропии в МФГ. Наши проблемы, однако, сосредоточены в области высоких энергий, при энергиях вблизи барьера слияния разные  $\beta$  дают примерно одинаковые  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ . В то же время роль координатной зависимости параметра плотности уровней возрастает с увеличением энергии. Поэтому дальше наше внимание будет сосредоточено на нем.

Чтобы воспроизвести экспериментальные данные по  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  и  $P_f$  одновременно с одним и тем же коэффициентом затухания, необходимо ослабить координатную зависимость  $a(q)$  по сравнению с той, которая получена в [69]. Это позволит «прикрыть» делительный канал при высоких энергиях возбуждения и испустить больше нейтронов, не слишком изменяя полную вероятность деления, особенно при не очень больших угловых моментах.

Анализ имеющихся в литературе наборов параметров  $\tilde{a}_1$  и  $\tilde{a}_2$  дан Смирениным с соавторами в [87]. Из этого анализа следует, что параметры Токе — Святецкого [69] приводят к едва ли не самой сильной координатной зависимости параметра плотности уровней, тогда как параметры Игнатюка с соавторами [91] представляют собой противоположный случай.

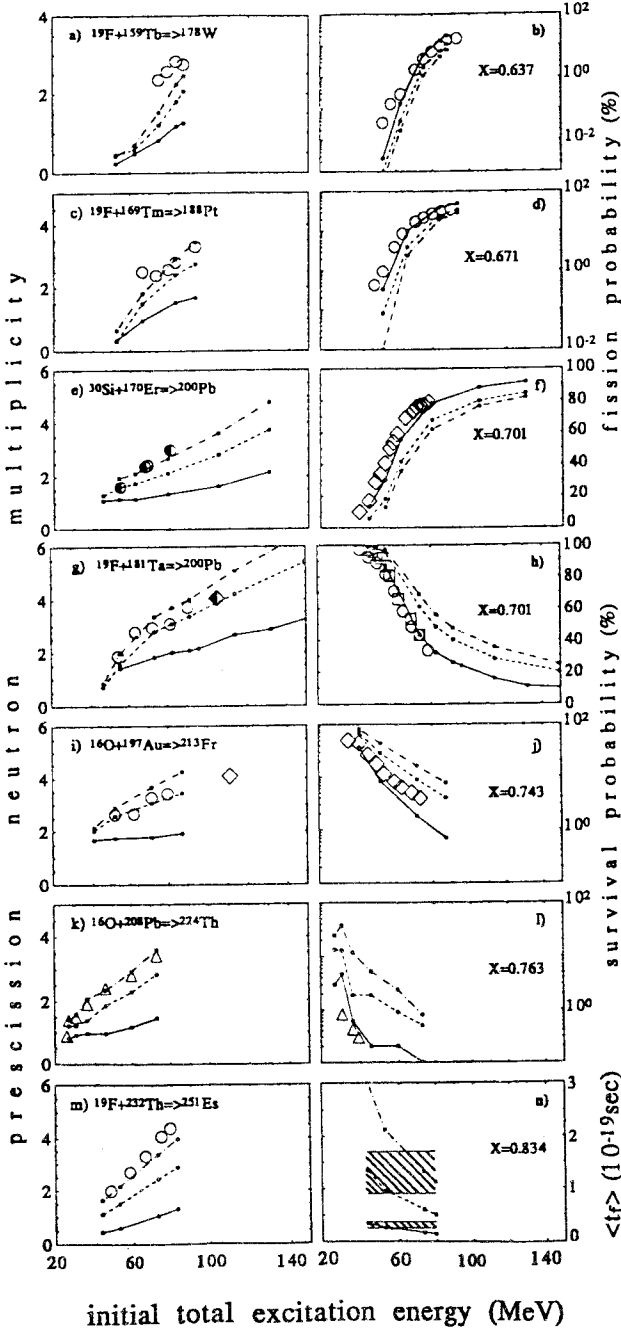
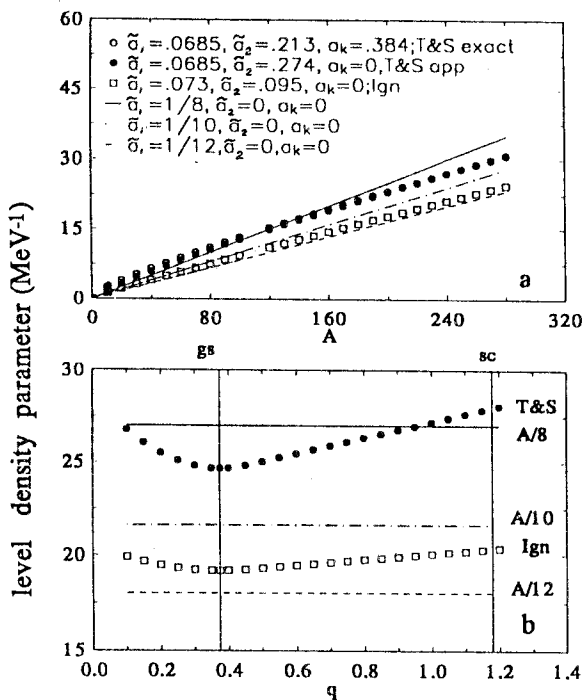


Рис.15. Величины  $\langle n_{pre} \rangle$  и  $P_f$  (или вероятности выживания  $1 - P_f$ ), вычисленные в КДСМ с параметром плотности уровней [69], в сравнении с экспериментальными данными. Символы для  $\langle n_{pre} \rangle$ :  $\circ$  и  $\bullet$  ( $^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$ ) — [112];  $\diamond$  и  $\blacklozenge$  — ( $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ ) [62];  $\Delta$  — [120]. Символы для  $P_f$ ,  $1 - P_f$  и  $\langle t_f \rangle$ :  $\circ$  — [115];  $\diamond$  — [25];  $\square$  — [116];  $\Delta$  — [110]; заштрихованная область — [62]. Данные, одинаковые с рис.13, обозначены одинаковыми символами. Систематическое согласие с данными по  $\langle n_{pre} \rangle$  для всех систем достигается с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  (штрихпунктир), тогда как для  $P_f$  и  $(1 - P_f)$  — с  $\beta = 3 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  (сплошные линии). Результаты расчетов с  $\beta = 10 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  показаны штриховыми линиями.[63]

Рис.16. а) Жидкокапельный параметр плотности уровней сферических ядер, рассчитанный с разными наборами коэффициентов  $\tilde{a}_1$  и  $\tilde{a}_2$  в ф-ле (42) (слагаемое с коэффициентом  $a_k$ , ответственное за кривизну поверхности ядра, в (42) опущено, см. подробности в [69,91]), как функция массового числа: T&S — [69], Ign — [91], сплошная линия —  $A/8$ , штрихпунктир —  $A/10$ , штриховая линия —  $A/12$ . б) Координатная зависимость  $a(q)$ . ([63])



Абсолютное значение параметра плотности уровней в основном состоянии, полученное разными авторами, показано на рис.16,а как функция массового чис-

ла. Координатная зависимость  $a(q)$  показана на рис.16,б для  $A = 216$ . Используя более слабую координатную зависимость  $a(q)$  из [91], мы получаем удовлетворительное описание как  $\langle n_{pre} \rangle$ , так и  $P_f$  для легких и средних ядер ( $X < 0,8$ ) с коэффициентом затухания  $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ , что соответствует двухтельной вязкости  $\nu_0 = 2 \cdot 10^{-23} \text{ МэВ} \cdot \text{с} \cdot \text{фм}^{-3}$ . Результаты соответствующих расчетов показаны на рис.17,а,б. Однако некоторая недооценка  $\langle n_{pre} \rangle$  для  $^{200}\text{Pb}$  ( $X = 0,834$ ) все же имеет место, и его расхождение увеличивается с ростом энергии налетающей частицы. Для тяжелых систем, таких как, например,  $^{251}\text{Es}$  ( $X = 0,834$ ) на рис.17,с, расчетная множественность предразрывных нейтронов оказывается намного меньше, чем экспериментальная. Причина этого кроется в двух главных различиях между легкими и тяжелыми ядрами. Первые обладают высоким барьером деления, а участок спуска практически отсутствует, вторые имеют низкий барьер и длинный спуск. Поэтому в случае  $^{200}\text{Pb}$  большая часть нейтронов испаряется, когда ядро (броуновская частица) флуктуирует вблизи основного состояния (по крайней мере, при не слишком больших лабораторных энергиях), пытаясь

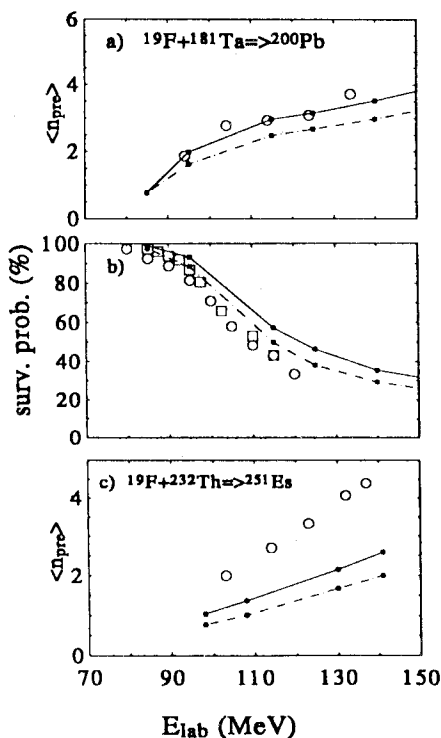


Рис.17. а) Множественности предразрывных нейтронов и б) вероятности выживания для  $^{200}Pb$ , вычисленные с параметром плотности уровней [91] и  $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  (штрихпунктир) и  $3 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  (сплошная линия). в)  $\langle n_{pre} \rangle$  для  $^{251}Es$  ( $P_f = 100\%$ ), вычисленные с теми же значениями параметров. Обозначения экспериментальных данных, как на рис.13. [63]

преодолеть высокий барьер (*предделительные* нейтроны). В случае же  $^{251}Es$  большую часть всех предразрывных нейтронов приходится отождествить с нейтронами, испаряемыми на спуске с седла к разрыву (*спусковые* нейтроны).

Итак, сравнительный анализ  $\langle n_{pre} \rangle$  и  $P_f$  для легких и тяжелых систем показывает, что диссипативные свойства ядер вблизи основного состояния и на спуске должны различаться.

**3.3. Подбор коэффициента затухания коллективного движения вдоль делительной координаты.** Чтобы согласовать результаты расчетов  $\langle n_{pre} \rangle$  с экспериментальными данными для тяжелых систем и одновременно сохранить это согласие для легких систем, было предложено использовать коэффициент  $\beta > 2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ , но только в той области деформаций, где он уже не влияет (или влияет в минимальной степени) на делимость. *Универсальный* (т.е. не зависящий от системы) способ сделать это показан на рис.18, где коэффициент затухания  $\beta$  показан как функция деформации. Вблизи основного состояния и вплоть до  $q = 0,6$ , где у ядра начинается образование шейки, мы используем постоянное значение  $\beta = 2 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ . При  $q > 0,6$  коэффициент затухания растет линейно и достигает значения  $\beta_{sc} = 30 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  в точке разрыва ( $q = 1,19$ ).

Это значение  $\beta_{sc}$  получено из подгонки множественности предразрывных нейтронов для реакции  $^{19}F + ^{232}Th \rightarrow ^{251}Es$  при энергиях налетающей

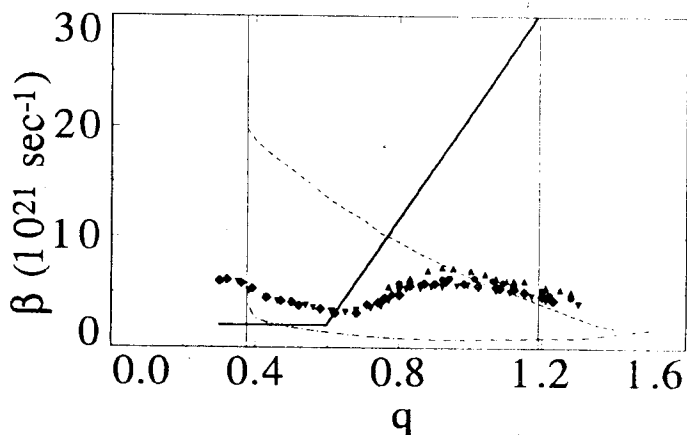


Рис.18. Коэффициент затухания  $\beta$  как функция  $q$ . Сплошная линия — аппроксимация, предложенная в [63]; Штрихпунктир — расчет методом Вернера — Уилера для  $^{213}\text{At}$  в модели двухтельной вязкости [118], приведенный нами к  $v_0 = 2 \cdot 10^{-23}$  МэВ·с·фм $^{-3}$ ; штриховая линия — расчет из [119] для  $^{213}\text{At}$  в модели однотельной диссипации; черные символы — расчет в модели поверхностной однотельной вязкости с коэффициентом редукции «wall»-члена, равным 0,27 [121]. Вертикальными линиями показаны основное состояние ( $q = 0,375$ ) и точка разрыва ( $q = 1,19$ )

частицы  $E_{\text{lab}} = 102$  и  $137$  МэВ, оно было принято в дальнейшем в качестве универсального для всех делящихся систем при всех энергиях.

Систематическое сравнение с экспериментальными данными будет сделано ниже, а пока попытаемся качественно объяснить возрастание коэффициента затухания. По-видимому, механизм диссипации начинает изменять свою природу, когда у ядра появляется шейка. Чем тоньше шейка и чем сильнее будущие осколки деления обособились, тем больше ситуация напоминает входной канал реакции слияния-деления, где модель поверхностного трения [101,102] прекрасно согласуется с экспериментом. Оценка же коэффициента затухания радиального движения в модели поверхностного трения приводит к значениям даже больше  $30 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ . С другой стороны, входной канал реакции соответствует сплюснутым формам реагентов, тогда как осколки деления перед разрывом имеют вытянутую форму. В то же время наиболее популярные модели диссипации в делении — двухтельная вязкость [9], модель «wall and window» [113], поверхностный однотельный

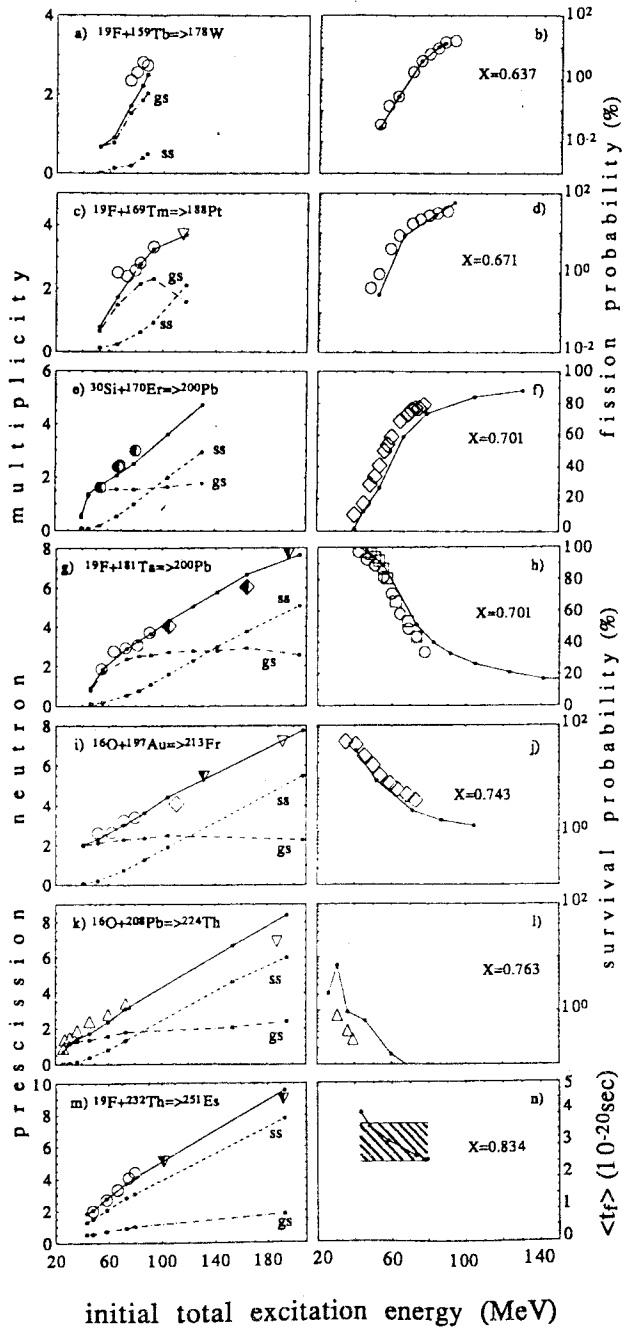
механизм [30] — не приводят к зависимости  $\beta(q)$ , которая требуется, чтобы воспроизвести систематически экспериментальные данные по  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  и  $P_f$ . Это видно из рис.18. Наш вывод состоит в том, что главный механизм диссипации на спуске ядра с седла к разрыву в настоящее время неизвестен, и проблема не сводится к выбору между одностельной диссипацией и двухстельной вязкостью.

**3.4. Множественности предразрывных нейтронов и вероятности деления: сравнение с экспериментальными данными.** Здесь мы представляем результаты сравнения теоретических значений средних множественностей предразрывных нейтронов и вероятностей деления с экспериментальными данными для семи составных систем, делимости которых лежат в интервале от  $X = 0,637$  до  $X = 0,834$ , а внутренние энергии возбуждения — от 20 до 200 МэВ. Расчеты были выполнены с параметром плотности уровней из [91] и с координатно-зависимым коэффициентом затухания из предыдущего раздела. Этот набор параметров мы для краткости назовем *стандартным* (СНП). О качестве согласия КДСМ с экспериментом можно судить из рис.19. Важно отметить, что в расчетах не использовалось ни одного подгоночного параметра, значения которого были бы различны для разных составных систем. Не давая идеального согласия с экспериментом, наша модель, очевидно, воспроизводит основные экспериментальные тенденции  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  (см. рис.19,*a,c,e,g,i,k,m*) и  $P_f$  (рис.19,*b,d,f*). На рис.19,*h,j,l* вместо вероятности деления показана вероятность выживания  $1 - P_f$ , для которой тоже достигнуто удовлетворительное согласие с экспериментом. Единственный случай, где имеется серьезное разногласие с данными — вероятность выживания для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  (см. рис.19,*l*). Эта реакция обсуждается подробно в следующем разделе.

На рис.19,*n* вместо  $P_f$  показаны средние времена деления, которые естественным образом получаются в КДСМ. Они находятся в удовлетворительном согласии с так называемыми характерными временами (fusion-fission timescales), полученными из анализа экспериментальных данных в [62]. Подробнее временные распределения событий деления будут обсуждаться в следующем разделе.

Сосредоточим теперь наше внимание на поведении  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  и двух составляющих этой величины  $\langle n_{gs} \rangle$  и  $\langle n_{ss} \rangle$  при изменении внутренней энергии возбуждения (рис.19,*a,c,e,g,i,k,m*). На этих рисунках можно заметить, что имеется два участка с разным наклоном  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ . Наклоны эти определяются двумя разными вкладами в предразрывную множественность: предделительными нейтронами  $\langle n_{gs} \rangle$  и спусковыми  $\langle n_{ss} \rangle$ , которые также показаны на рисунках. Для легких систем с барьером деления больше либо

Рис.19. Величины  $\langle n_{pre} \rangle$  и  $P_f$  (или вероятности выживания  $1 - P_f$ ) (точки, соединенные сплошными линиями), вычисленные в КДСМ с параметром плотности уронеи [91] и резко возрастающим к разрыву коэффициентом затухания (см. рис.18), в сравнении с экспериментальными данными. На рис.19.a, c, e, g, i, k, m показаны также предельные (gs) и спусковые (ss) вклады в  $\langle n_{pre} \rangle$ . Для  $^{251}\text{Es}$  ( $P_f = 100\%$ ) на рис.19.n вычисленные средние времена деления (точки, соединенные сплошной линией) сравниваются с характерными временами деления, извлеченными из данных по  $\langle n_{pre} \rangle$  в [62] (рис.5.b) для близкой системы Ne + Th (заштрихованная область). Символы для  $\langle n_{pre} \rangle$ : о и ● ( $^{28}\text{Si} + ^{170}\text{Er}$ ) — [112]; ◇ и ◊ — ( $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ ) [62]; △ — [120]; ▽, ▿ ( $^{18}\text{O} + ^{169}\text{Tm}$ , c;  $^{16}\text{O} + ^{184}\text{W}$ , g;  $^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ , i;  $^{18,16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ , m) — [114]. Символы для  $P_f$ ,  $1 - P_f$  и  $\langle t_f \rangle$ : о — [115]; ◇ — [25]; □ — [116]; △ — [110]; заштрихованная область — [62]. Данные, одинаковые с рис.15, обозначены одинаковыми символами.[63]



initial total excitation energy (MeV)

равным энергии связи нейтрона и для небольших энергий налетающей частицы  $\langle n_{ss} \rangle$  малы по сравнению с  $\langle n_{gs} \rangle$ , поэтому низкоэнергетическая часть  $\langle n_{pre} \rangle$  определяется  $\langle n_{gs} \rangle$ . Для тяжелых систем и для больших энергий возбуждения вклад  $\langle n_{ss} \rangle$  возрастает. Для системы с самым длинным спуском и самым низким барьером деления спусковые нейтроны доминируют при всех энергиях (см. рис.19,м).

В недавно опубликованной экспериментальной работе [123] обсуждался вопрос о том, какая часть  $\langle n_{pre} \rangle$  испаряется до седла, а какая эмитируется на спуске. Выводы, сделанные авторами из анализа распределений осколков по массам и энергиям, качественно подтверждают наши теоретические результаты: для легких ядер при  $E^* \approx 50 + 100$  МэВ большая часть нейтронов испаряется до прохождения седловой точки, тогда как для тяжелых составных систем не обойтись без значительного вклада  $\langle n_{ss} \rangle$ .

Экспериментально найденный наклон  $d\langle n_{pre} \rangle / dE^*$  (см.[31], ф-ла (3.11)) согласуется с наклоном наших теоретических кривых в области энергий, где он определяется нейтронами, испарившимися на спуске. В этой области энергий кривые  $\langle n_{gs} \rangle (E^*)$  выходят на плато. Причины этого «насыщения» и роль углового момента в энергетической зависимости  $\langle n_{pre} \rangle$ ,  $\langle n_{gs} \rangle$ ,  $\langle n_{ss} \rangle$  подробно обсуждаются в [63,64]. Отметим здесь, что это эффект тяжелых ионов, он должен отсутствовать в реакциях, вызванных легкими частицами.

Интересно посмотреть, согласуются ли с экспериментом результаты расчетов для других наблюдаемых, и какие из этих наблюдаемых особенно чувствительны к величине  $\beta(q)$ . Этому вопросу посвящен следующий раздел.

#### 4. АНАЛИЗ ДРУГИХ НАБЛЮДАЕМЫХ С ПОМОЩЬЮ КДСМ [72—76,100,124—127]

Поиск проявления диссипативных эффектов при делении ядер в каких-либо других наблюдаемых, кроме энергетических распределений осколков и средних множественностей предразрывных нейтронов, стал в последнее время темой многих экспериментальных и теоретических работ [120,128—142].

В частности, неожиданно большой выход гамма-квантов на совпадение с событиями деления, обнаруженный в [128—131], интерпретируется авторами как свидетельство в пользу большого трения по делительной моде в компактных конфигурациях. Такой вывод противоречит нашим результатам, изложенным выше.



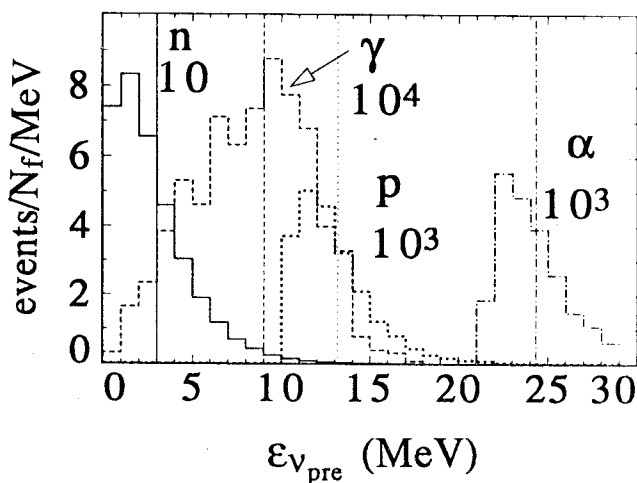


Рис.20. Спектры предразрывных нейтронов ( $n$ ), гигантских дипольных гамма-квантов ( $\gamma$ ), протонов ( $p$ ) и альфа-частиц ( $\alpha$ ), нормированные на соответствующие средние множественности. Расчеты сделаны для  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  при энергии налетающей частицы  $E_{\text{lab}} = 140$  МэВ. Как показано на рисунке, спектры умножены на 10,  $10^4$ ,  $10^3$  и  $10^3$  для  $n$ ,  $\gamma$ ,  $p$  и  $\alpha$  соответственно. Вертикальными линиями показаны средние энергии соответствующих частиц.[73]

Для того чтобы разрешить это противоречие, а также ответить на вопрос, какие из наблюдаемых наиболее чувствительны к величине коэффициента затухания, был проведен цикл расчетов, результаты которых приведены здесь. Существенное отличие этих расчетов от представленных ранее заключается в большей статистике. Если для анализа  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  достаточно рассчитать несколько тысяч траекторий для одной реакции, то в данном разделе представлены результаты расчетов с несколькими сотнями тысяч траекторий для каждой реакции. Такая высокая статистика позволяет анализировать не только множественности нейтронов, но и заряженных частиц, и гигантских дипольных гамма-квантов, а также спектры всех испускаемых частиц.

Типичный пример таких расчетных спектров, «зарегистрированных» в совпадении с делением, показан на рис.20. Расчеты выполнены со стандартным набором параметров (СНП). Спектры нормированы на полное число событий деления. Расчеты проведены для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  при лабора-

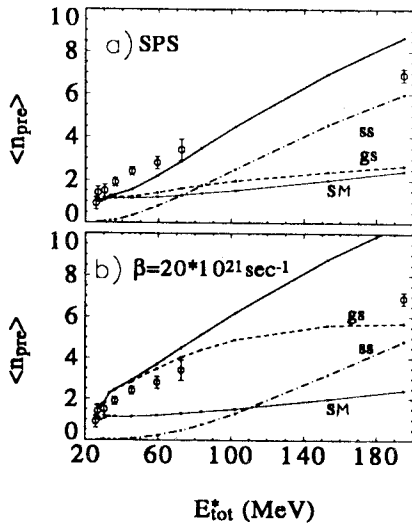


Рис.21. Результаты расчетов множественности предразрывных нейтронов  $\langle n_{pre} \rangle$  для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  сравниваются с экспериментальными данными [120,114] (о) как функции энергии возбуждения  $E_{tot}^*$ . Расчеты в КДСМ выполнены а) со стандартным набором параметров (SPS), б) с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  (толстая сплошная линия). Штрихпунктиром показан вклад спусковых нейтронов (ss), штриховой линией — предделительных (gs). Тонкой сплошной линией показан результат статистического расчета (SM), [73]

торной энергии 140 МэВ. Если проинтегрировать эти спектры по энергиям частиц, то получаются соответствующие предразрывные множественности. На рисунке хорошо виден порог эмиссии протонов и альфа-частиц, отражающий кулоновский барьер.

#### 4.1. Спектры и множественности предразрывных нейтронов [73].

Влияние динамики деления на спектры и множественности предразрывных нейтронов теоретически исследовалось в [138,144]. Результаты этих работ сводятся к тому, что величина времени задержки сказывается на форме этих спектров, а учет эмиссии заряженных частиц приводит к уменьшению  $\langle n_{pre} \rangle$ . Мы провели расчеты спектров предразрывных нейтронов для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ . Эта реакция интересна тем, что она изучалась несколькими группами экспериментаторов [110,120,122,128—132]. Расчеты были выполнены не только для стандартного набора параметров, но и для  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ , которое извлечено в [128—130] из спектров предразрывных гамма-квантов. Это значение  $\beta$  близко к тому, которое получается в модели «wall-and-window» для компактных конфигураций (см. рис.18). На этом рисунке представлены также результаты расчетов в СМ, выполненных с помощью статистического кода, который, по существу, является статистической ветвью программы, реализующей КДСМ. Она отличается от стандартных статистических кодов использованием энтропии вместо потенциальной энергии.

На рис.21 сравниваются результаты расчетов  $\langle n_{pre} \rangle$  с экспериментальными данными [120,114] по множественностям предразрывных нейтронов,

которые обычно считаются главным индикатором динамических эффектов в делении. На рис.21,*a* показан результат расчета с СНП, который мы уже видели на рис.19,*к*, а также чисто статистический результат. Неудовлетворительность последнего очевидна. На рис.21,*b* показан результат, к которому приводит КДСМ с постоянным коэффициентом затухания  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ . Это значение, как видно из рисунка, также ведет к разумным значениям нейтронных множественностей, за исключением высокоэнергетической точки. Два расчета в КДСМ, которые сравниваются на рис.21, приводят к существенно различным составляющим  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$ , которые, к сожалению, не измеряются на эксперименте. Эти составляющие также показаны на рисунках. Со стандартным набором параметров предделительные множественности  $\langle n_{gs} \rangle$  насыщаются при сравнительно низких энергиях, и наблюдаемый рост  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  полностью обусловлен спусковыми нейтронами  $\langle n_{ss} \rangle$  (рис.21,*a*). Для  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  предделительный вклад  $\langle n_{gs} \rangle$  доминирует вплоть до высоких энергий (рис.21,*b*). Однако анализ анизотропии угловых распределений осколков для обсуждаемой реакции, проведенный Росснером с соавторами в [120], показывает, что для высоких энергий возбуждения значительное количество нейтронов эмитируется после прохождения седловой точки. Этот результат согласуется с приведенным на рис.21,*a* для СНП и противоречит большому постоянному значению коэффициента затухания  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ . Однако это лишь косвенное подтверждение адекватности нашего стандартного набора параметров.

Сравнивая результаты расчетов нейтронных множественностей, мы вынуждены сделать вывод, что они не позволяют предпочесть один вариант координатной зависимости  $\beta$  другому. В то же время они показывают, что значение  $\beta$ , усредненное по всем деформациям, имеет порядок величины  $(10-20) \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ . Этот результат в несколько раз превосходит значения  $\beta < 4 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ , полученное в [144], и  $\beta < (5-6) \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  [26,36]. Итак, нейтронные множественности несут информацию о среднем значении коэффициента затухания (которое оказывается довольно большим), но непригодны для исследования его координатной зависимости.

В соответствии с выводами [138,144] независимая информация о  $\beta$  должна содержаться в спектрах предразрывных нейтронов. Эти спектры были измерены, в частности, Росснером с соавторами [120] для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ . Авторы этой работы аппроксимировали свои результаты ваттовским спектром

$$\frac{dN_{n_{\text{pre}}}}{d\epsilon_{n_{\text{pre}}}} = \frac{\epsilon_{n_{\text{pre}}}^{1/2}}{\Gamma(3/2) T_{\text{pre}}^{3/2}} \exp\left(-\frac{\epsilon_{n_{\text{pre}}}}{T_{\text{pre}}}\right). \quad (53)$$

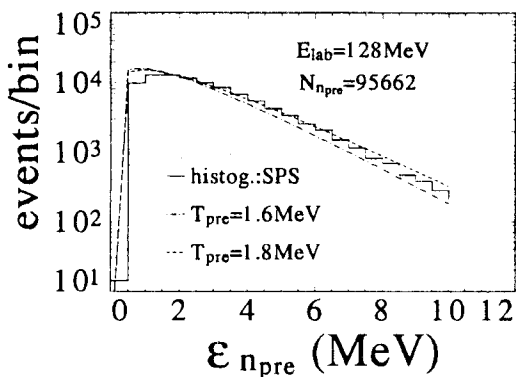


Рис.22. Спектр предразрывных нейтронов (гистограмма), вычисленный в КДСМ с СНП для (128 МэВ)  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ , сравнивается с экспериментальными результатами [120], где спектры были аппроксимированы ваттовыми с параметром  $T_{\text{pre}} = (1,7 \pm 0,1)$  МэВ. Штриховая и штрихпунктирная линии соответствуют  $T_{\text{pre}} = 1,8$  и 1,6 МэВ.[73]

Для лабораторной энергии  $E_{\text{lab}} = 128$  МэВ параметр  $T_{\text{pre}} = (1,7 \pm 0,1)$  МэВ. Соответствующий спектр, рассчитанный нами с СНП, показан на рис.22. Он хорошо согласуется с экспериментальным без какой-либо специальной подгонки.

На рис.23 мы сравниваем измеренные средние энергии предразрывных нейтронов как функции полной энергии возбуждения  $E_{\text{tot}}^*$  с результатами КДСМ, полученными с двумя координатными зависимостями  $\beta$  (СНП и  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ ). Для сравнения на этом рисунке показаны также результаты статистических расчетов. Хорошо видно, что все три версии расчета различаются очень мало. Таким образом, средние энергии предразрывных нейтронов *не содержат* информацию о диссипативных свойствах делительной моды.

**4.2. Множественности и спектры предразрывных заряженных частиц [73,75,76].** Обратимся теперь к предразрывным заряженным частицам: протонам, альфа-частицам и дейтронам. Экспериментальная ситуация здесь довольно противоречива. Так, Икезое с соавторами [139] утверждают, что результаты их измерений множественностей предразрывных протонов  $\langle p_{\text{pre}} \rangle$  и альфа-частиц  $\langle \alpha_{\text{pre}} \rangle$  воспроизводятся в рамках СМ без всякой диссипации (реакция  $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$ ). С другой стороны, Лестоуну с соавторами [135,136] потребовалось вводить время задержки, чтобы воспроизвести экспериментальные значения  $\langle p_{\text{pre}} \rangle$  и  $\langle \alpha_{\text{pre}} \rangle$  в реакциях  $^{28}\text{Si} + ^{164,167,170}\text{Er}$ .

На рис.24 мы сравниваем предразрывные множественности  $\langle p_{\text{pre}} \rangle$  и  $\langle \alpha_{\text{pre}} \rangle$ , рассчитанные для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ , с экспериментальными данными [139], полученными в близкой реакции  $^{19}\text{F} + ^{208}\text{Pb}$  (область сравнительно невысоких энергий), и с данными [143], полученными в нашей реак-

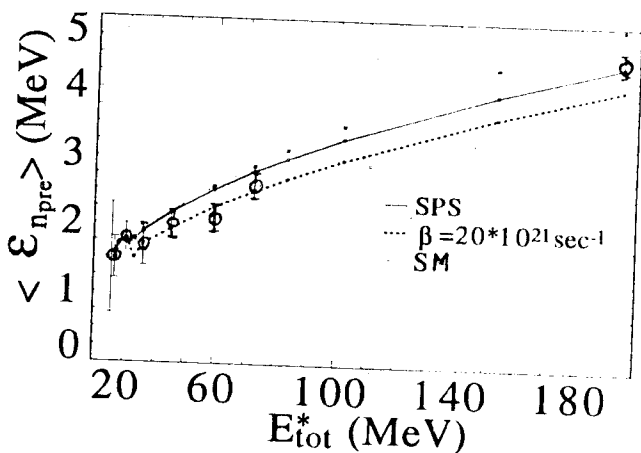


Рис.23. Средние энергии предразрывных нейтронов, вычисленные для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ , как функции энергии возбуждения. Расчеты сделаны: в КДСМ с СНП (толстая сплошная линия, SPS); с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  (пунктирная линия); в СМ (тонкая сплошная линия, SM). Экспериментальные данные [120,114] — о. [73]

ции (точка при высоких энергиях). Ситуация оказывается похожей на ту, что имела место выше для  $\langle n_{pre} \rangle$ . Наш статистический расчет приводит к заниженным значениям  $\langle p_{pre} \rangle$  и  $\langle \alpha_{pre} \rangle$ , в частности при высоких энергиях, свидетельствуя о необходимости учета диссипативных эффектов. Значения множественностей предразрывных протонов, полученные в КДСМ с СНП (рис.24,a), практически неотличимы от значений, соответствующих  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  (рис.24,b). Различны по величине лишь предделительные и спусковые вклады, однако они не измеряются на эксперименте. То же самое можно сказать и об альфа-частицах (см. [73], рис.7). Согласие расчетов с экспериментом на рис.24 далеко от безукоризненного. Оно легко может быть улучшено, например, уменьшением кулоновского барьера при низких энергиях (это стандартный способ подгонки, см., например, [136,139—141]). Такая подгонка, однако, не является нашей целью. Что касается высоких энергий, то здесь ожидается усиление предравновесной эмиссии, что эффективно ведет к уменьшению энергии возбуждения составного ядра. Экспериментальные точки сдвигаются при этом в сторону теоретических кривых.

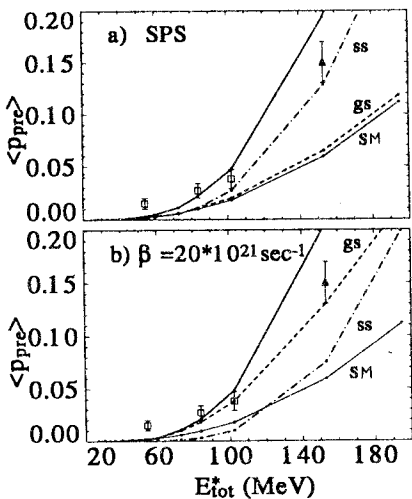


Рис.24. Средние множественности пре-разрывных протонов, вычисленные для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ , как функции энергии возбуждения. Расчеты сделаны в КДСМ: а) с СНП (SPS) и б) с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  (толстая сплошная линия), а также в СМ (тонкая сплошная линия, SM). Показаны также спусковой (штрихпунктир) и предделительный (штриховая кривая) вклады. Экспериментальные данные:  $\square$  — [140,141],  $\Delta$  — [143]. ([73])

Мы вычислили для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  также предразрывную множественность дейтронов  $\langle d_{pre} \rangle$ . При  $E_{lab} = 215 \text{ МэВ}$  она равна 0,037 и

0,034 для СНП и  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  соответственно. Оба значения близки к экспериментальному из [143] —  $(0,030 \pm 0,01)$ .

Предразрывные множественности альфа-частиц, вычисленные нами с СНП для реакции  $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ , также находятся в удовлетворительном согласии с данными [140,141], полученными для близкой реакции  $^{19}\text{F} + ^{197}\text{Au}$ .

Итак, диссипативные эффекты проявляют себя в множественностях предразрывных заряженных частиц лишь «в среднем», и новой (по сравнению с  $\langle n_{pre} \rangle$ ) информации извлечь не удастся.

Ситуация со спектрами заряженных частиц выглядит значительно хуже, чем со множественностями. Во многих работах [135,136,139—141,143] отмечалось, что спектры, рассчитанные в рамках СМ, оказываются сдвинутыми в сторону больших энергий по отношению к экспериментальным. Качественное объяснение этого эффекта сводится обычно к тому, что заряженные частицы испускаются в основном деформированными ядрами, для которых кулоновский барьер меньше, чем для сферических. Недавно в [135,136] обсуждался еще один эффект, приводящий к смягчению спектра заряженных частиц и их повышенному выходу. Это уменьшение энергии связи заряженных частиц с увеличением деформации ядра. Анализ в [135,136] проводился на основе СМ, предполагалось, что ядро эмитирует частицы при двух фиксированных деформациях, соответствующих основному состоянию и спуску с седла. Последняя деформация является подгоночным параметром модели. Авторам пришлось ввести два других подгоночных (хотя и универсальных для рассмотренных систем) параметра: время задержки и время спуска. В [135,136] использовался зависящий от дефор-

мации параметр плотности уровней  $a_n$  в канале эмиссии частиц, тогда как отношение  $a_f/a_n = 1$ , что представляет собой явное противоречие. Другие противоречия заключаются в том, что все подгоночные параметры не зависят от величины углового момента и друг от друга, тогда как время задержки и время спуска есть проявления одного и того же диссипативного эффекта. Обращает на себя внимание аномально большое значение деформации для ядра, эмитирующего частицы на спуске, — это значение фактически равно разрывной деформации. Не исключено, что это — указание на быстрое деление, которого следует ожидать в более симметричных системах и с увеличением лабораторной энергии. Любопытно, что гораздо раньше Алешин [145,146] уже использовал механизм быстрого деления и энергии связи частиц, зависящие от деформации, для объяснения больших значений  $\langle p_{pre} \rangle$  и  $\langle \alpha_{pre} \rangle$  в реакциях, приводящих к сравнительно легким системам.

Чтобы изучить эти динамические эффекты детальнее, мы провели расчеты множественностей и спектров заряженных частиц для реакции  $^{28}\text{Si} + ^{164}\text{Er} \rightarrow ^{192}\text{Pb}$ , изученной в [135,136]. Результаты представлены на рис.25 в сравнении с экспериментальными данными [136]. Мы видим, что КДСМ со стандартным набором параметров (сплошные линии) неплохо воспроизводит измеренные  $\langle p_{pre} \rangle$  и  $\langle \alpha_{pre} \rangle$ , однако определенно переоценивает средние кинетические энергии этих частиц. Такая же картина наблюдается и для других реакций. Чтобы улучшить согласие КДСМ с экспериментом в отношении спектров заряженных частиц, мы, следуя [136], учли зависимость энергий связи частиц и кулоновского барьера от деформации. Результаты таких расчетов показаны на рис.25 штрихпунктиром. Оказывается, что при последовательном динамическом расчете влияние этих зависимостей и на средние множественности, и на средние энергии незначительно. Следующая модификация состояла в дополнительном уменьшении кулоновских барьеров, чтобы привести их в соответствие с «экспериментальными» значениями 9,4 МэВ для протонов и 18,8 МэВ для альфа-частиц (см. рис.5 и 6 в [136]). Однако и эта модификация, как видно из рис.25, не приводит к устранению расхождений с экспериментом в отношении средних энергий предразрывных альфа-частиц. Для протонов согласие с экспериментом по средним энергиям становится гораздо лучше, однако предразрывные множественности альфа-частиц теперь заметно превосходят экспериментальные значения.

Итак, противоречие КДСМ с экспериментом для  $\langle \epsilon_{\alpha_{pre}} \rangle$  и  $\langle \epsilon_{p_{pre}} \rangle$  остается неустраненным. Не похоже, однако, чтобы дело здесь было в динамических эффектах, ведь такое же противоречие имеет место и для СМ. Скорее, влияет отличие реакции поглощения заряженной частицы холодным

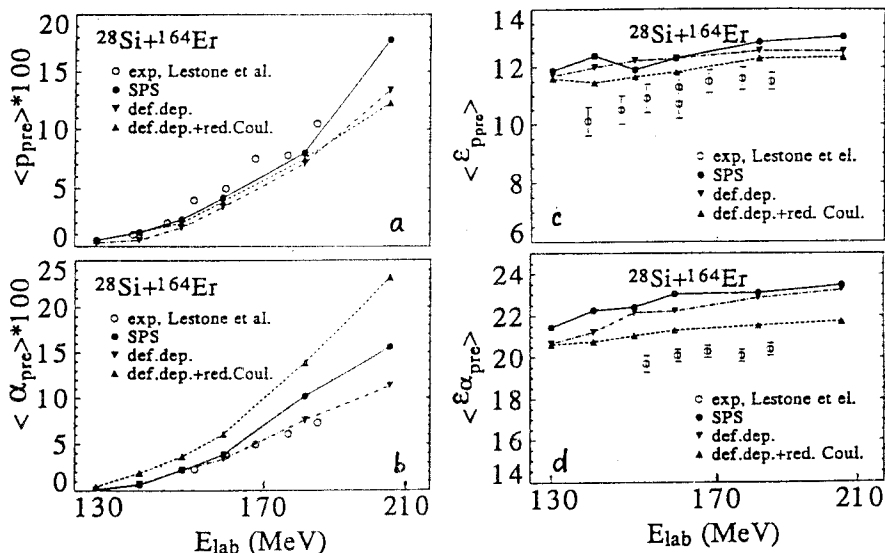


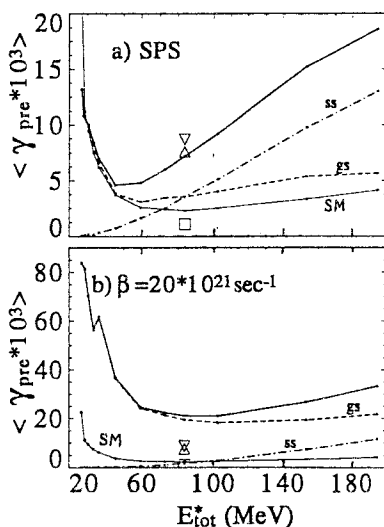
Рис.25. Средние множественности предразрывных протонов (а) и альфа-частиц (б), а также средние энергии предразрывных протонов (с) и альфа-частиц (д), вычисленные для реакции  $^{28}\text{Si} + ^{164}\text{Er} \rightarrow ^{192}\text{Pb}$ , как функции лабораторной энергии. Расчеты сделаны в КДСМ с СНП (•, толстая сплошная линия), с деформационной зависимостью энергий связи и кулоновского барьера (штрихпунктир, ▼) и с дополнительной редукцией кулоновского барьера (штриховая линия, ▲). Экспериментальные данные: ○ — [136]

ядром (а эта реакция — источник информации об оптических коэффициентах прохождения) от реакции испускания частицы нагретым вращающимся ядром (с этой реакцией мы имеем дело при распаде составной системы).

**4.3. Множественности и спектры предразрывных гамма-квантов [73,75].** Обсудим теперь множественности предразрывных гигантских дипольных гамма-квантов  $\langle \gamma_{pre} \rangle$  и их спектры. Хотя данные о спектрах гамма-квантов на совпадение с событиями деления имеются [128—131], мы не смогли извлечь из опубликованной информации экспериментальные спектры предразрывных гамма-квантов. Отсутствует также прямая экспериментальная информация о  $\langle \gamma_{pre} \rangle$ . Соответствующие данные теоретического анализа [129], которые обсуждаются ниже, были сообщены нам Д.Хофманом [147]. Цель наших расчетов — проверить утверждение [129], что предразрывные гамма-кванты весьма чувствительны к динамике процесса деле-



Рис.26. Средние множественности предразрывных гигантских дипольных гамма-квантов, вычисленные для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ , как функции энергии возбуждения. *a)* Расчеты сделаны в КДСМ с СНП (толстая сплошная линия) и в СМ (тонкая сплошная линия). Показаны также спусковой (штрих-пунктир) и предделительный (штриховая кривая) вклады. *b)* То же, что на рисунке *a*, но расчеты в КДСМ сделаны с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ . Показаны также предразрывные ( $\nabla$ ), спусковые ( $\square$ ) и предделительные ( $\Delta$ ) множественности гамма-квантов из [147]. ([73])



ния. В расчетах было использовано стандартное выражение [104] для скорости распада по данному каналу с энергией гигантского дипольного резонанса  $E_G = 80/A^{1/3}$  МэВ и его шириной  $\Gamma_G = 5$  МэВ.

Как и выше, мы сравниваем между собой результаты, полученные в КДСМ с СНП и  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ , и в статистическом подходе. Соответствующие  $\langle \gamma_{\text{pre}} \rangle$  показаны на рис.26. Из сравнения рис.26, *a* и *b* видно, что множественности, рассчитанные с разными  $\beta$ , различаются в 2—7 раз, в зависимости от энергии возбуждения. Наибольшая разница получается при низких энергиях возбуждения, где данные измерений отсутствуют. Но и при полной энергии возбуждения  $\sim 100$  МэВ, как видно из рисунка, предразрывные гамма-множественности чувствительны к типу трения, использованному в расчетах. При полной энергии возбуждения  $E_{\text{tot}}^* = 83$  МэВ, что соответствует  $E_{\text{lab}} = 140$  МэВ — энергии, при которой производились измерения в [129], гамма-множественности, рассчитанные в КДСМ с разными  $\beta$ , различаются примерно в 3 раза (ср. рис.26, *a* и *b*). Это различие гораздо больше, чем различие в соответствующих множественностях нейтронов и заряженных частиц. На рис.26 показаны, наряду с нашими расчетами, также и  $\langle \gamma_{\text{pre}} \rangle$ , которые мы извлекли из расчетных спектров [147], наилучшим образом аппроксимирующих экспериментальные данные при  $E_{\text{lab}} = 140$  МэВ [129]. Эти множественности, против ожидания, согласуются с нашими, рассчитанными с СНП, а не с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ , с которым был выполнен анализ [129,147]. Причина этой неестественной ситуации заключается в том, что авторы [128—131] не учитывают поправок в формуле для гамма-

ширины, связанных с обменными эффектами и тензорным характером ядерных сил. Эти поправки, как показано в [105], приводят к увеличению гамма-ширины (или интегрального полного сечения фотопоглощения) в 1,75 по сравнению с классическим правилом сумм Томаса — Рейха — Куна [148]. После умножения  $\langle \gamma_{pre} \rangle$ , извлеченных из [147], на 1,75 эти множественности, как и следовало ожидать, приходят в удовлетворительное соответствие с нашими, рассчитанными с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ .

Обсудим теперь предделительный ( $\langle \gamma_{gs} \rangle$ ) и спусковой ( $\langle \gamma_{ss} \rangle$ ) вклады в  $\langle \gamma_{pre} \rangle$ , которые также показаны на рис.26 для расчетов в КДСМ штриховой и штрихпунктирной линиями соответственно, а для анализа [129] — светлыми символами [147]. Предделительный вклад доминирует в  $\langle \gamma_{pre} \rangle$  из [147] и в нашем расчете с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ , как и следовало ожидать. В наших динамических расчетах с СНП предделительный и спусковой вклады примерно равны друг другу для обсуждаемой полной энергии возбуждения  $E_{tot}^* = 83 \text{ МэВ}$ . Этого следовало ожидать, т.к. с СНП трение в компактных конфигурациях невелико.

Итак, множественности предразрывных гамма-квантов, судя по всему, весьма информативны в плане координатной зависимости коэффициента затухания, особенно при невысоких энергиях. Было бы крайне желательно получить непосредственную экспериментальную информацию о них. Мы усматриваем свидетельство в пользу большого трения на спуске в повышенном выходе предразрывных гамма-квантов, наблюдавшемся для спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в работе [133].

Перейдем теперь к обсуждению спектров предразрывных гамма-квантов. Средние энергии предразрывных гамма-квантов  $\langle \epsilon_{\gamma_{pre}} \rangle$ , рассчитанные в СМ и КДСМ, показаны на рис.27. Эти энергии, рассчитанные при  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ , оказываются существенно меньше, чем при стандартном наборе параметров или в СМ. Таким образом, средние энергии в случае гамма-квантов оказываются более чувствительными к координатной зависимости коэффициента затухания, чем в случае нейтронов и заряженных частиц.

Те же особенности поведения  $\langle \gamma_{pre} \rangle$  и  $\langle \epsilon_{\gamma_{pre}} \rangle$  обнаруживаются также в расчетах, выполненных нами для реакции  $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ .

Подводя итог, можно сказать, что, согласно предсказаниям КДСМ, предразрывные дипольные гамма-кванты должны нести ценную информацию о деформационной зависимости коэффициента затухания. Особенно информативны в этом плане их множественности, которые пока извлекаются из экспериментальных данных весьма неоднозначным способом. Измерение этих множественностей было бы чрезвычайно желательно.

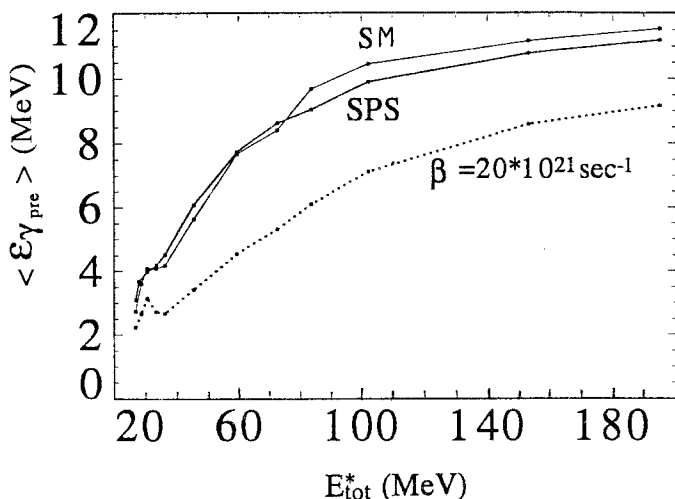


Рис.27. Средние энергии предразрывных гамма-квантов, вычисленные для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$ , как функции энергии возбуждения. Расчеты сделаны: в КДСМ с СНП (толстая сплошная линия, SPS); с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  (пунктирная линия); в СМ (тонкая сплошная линия, SM) [73]

Нынешнее состояние экспериментальных данных о гамма-квантах не позволяет предпочесть один вид трения другому.

**4.4. Сечения образования остатков испарения [73,74,75].** Как уже обсуждалось выше, любой анализ экспериментальных данных по реакциям слияния-деления заслуживает доверия лишь в случае, когда, наряду с множественностями предразрывных частиц, воспроизводятся и вероятности деления  $P_f$  (сечения деления, деленные на сечения полного слияния) или вероятности выживания  $1 - P_f$  (или соответствующие сечения). Именно анализируя функции возбуждения  $n_{pre}$  и  $P_f$  в широкой области  $Z$  и  $A$ , мы получили в предыдущей главе стандартный набор параметров.

Для реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$  сечения образования остатков испарения  $\sigma_{ER}$  были измерены Вульгарисом с соавторами [110] и Хартелем [122] для энергий вблизи порога слияния, причем сечения, полученные в [122], оказались примерно в три раза больше. Недавно нам стала известна работа Бринкмана с соавторами [132], в которой  $\sigma_{ER}$  измерены от порога до лабораторной энергии 140,5 МэВ. Они уже больше чем в 10 раз превосходят в пике

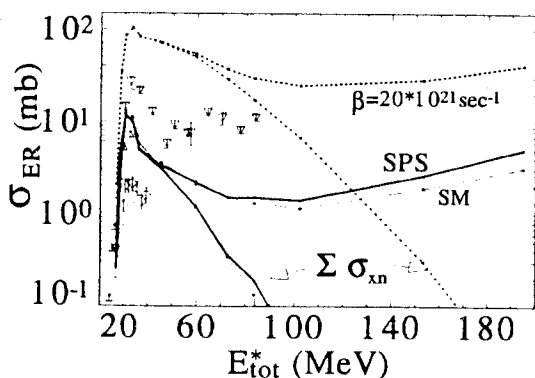
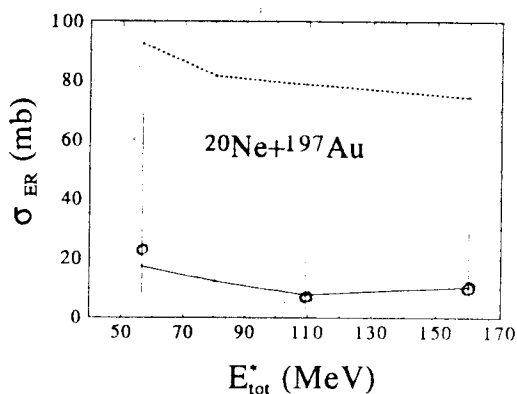


Рис.28. Сечение образования остатков испарения в реакции  $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{224}\text{Th}$  как функция энергии возбуждения. Расчет — толстая сплошная линия (SPS) — КДСМ с СНП, пунктир — КДСМ с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ , тонкая сплошная линия, (SM) — СМ. Кривые, на которые указывают стрелки в нижней части рисунка, — вклад  $xn$ -реакций. Экспериментальные данные:  $\nabla$  — [132],  $\Delta$  — [122],  $\diamond$  — [110]

результаты Вульгариса [110]. Все эти экспериментальные данные показаны на рис.28 вместе с результатами наших расчетов. Результаты расчетов  $\sigma_{ER}$  с разными коэффициентами затухания ( $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  и СНП) различаются на порядок, но сделать какие бы то ни было заключения нельзя — слишком велик разброс экспериментальных данных. Ситуация, очевидно, должна быть прояснена в первую очередь экспериментаторами.

На рис.28 показан вклад  $xn$ -реакций в полное  $\sigma_{ER}$ . Видно, что высокоэнергетичная часть функции возбуждения образования остатков испарения целиком обязана своим существованием реакциям с вылетом заряженной частицы (частиц). Возрастание  $\sigma_{ER}$  в области больших лабораторных энергий объясняется тем, что после вылета протона или альфа-частицы дочернее ядро становится менее делящимся и выживает с большей вероятностью. Этот механизм работает все более эффективно с ростом энергии возбуждения, т.к. при этом уменьшается роль кулоновского барьера. Соответствующее возрастание, как будто, обнаруживается на рис.28 в экспериментальных данных [132]. Этот эффект, по-видимому, наблюдался Хессбергером с соавторами [142] для реакции  $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ . Соответствующие экспериментальные данные показаны на рис.29, где с ними сравниваются результаты наших расчетов в КДСМ. Видно, что СНП приводит к хорошему согласию с экспериментальными значениями  $\sigma_{ER}$  тогда как расчет с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  переоценивает эти значения в 5—10 раз. Интересно, что авторы [142] интерпретировали возрастание  $\sigma_{ER}$  как проявление диссипативных эффектов. В нашем расчете со стандартным набором параметров все, что происходит до седловой точки, не слишком отличается от результатов стандартной СМ, динамика же играет роль, главным образом, на спуске с седла к разрыву. Возрастание  $\sigma_{ER}$  при больших энергиях в КДСМ — чисто

Рис.29. Сечение образования остатков испарения в реакции  $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{217}\text{Ac}$  как функция энергии возбуждения. Расчет: сплошная линия — КДСМ с СНП, пунктир — КДСМ с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ . Экспериментальные данные [142] — о. [75]



статистический эффект, численное значение  $\beta$  определяет лишь абсолютную величину  $\sigma_{ER}$ , но не энергетическую

зависимость этого сечения. Вспоминая, что для этой реакции мы имеем также неплохое согласие с данными по множественностям заряженных частиц, можно сделать вывод, что анализ реакции  $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ , по-видимому, подтверждает, что основные черты координатной зависимости параметра плотности уровней и коэффициента затухания в нашем стандартном наборе параметров отражены правильно.

#### 4.5. Временные распределения событий деления [63,73,100,124—127].

Наиболее прямая информация о динамике процесса деления и, в частности, о его диссипативных свойствах содержится во временном распределении событий деления  $P(t_f)$ . Однако попытки извлечь эту информацию наталкиваются на серьезные препятствия. Во-первых, довольно трудно измерить  $P(t_f)$  непосредственно. Во-вторых, влияние динамики на  $P(t_f)$  может быть замаскировано чисто статистическими эффектами.

Первую трудность можно преодолеть, измеряя лишь какую-либо наиболее интересную часть распределения  $P(t_f)$ . Например, в [116,149] были измерены времена жизни до деления составных ядер от Hg до Fg, образованных в реакциях, вызванных тяжелыми ионами. В этих измерениях, выполненном методом теней [150,151], была обнаружена так называемая *долгоживущая составляющая деления* (ДСД). Она характеризуется величиной  $\chi_L$ , которая, по определению, представляет собой долю событий деления, соответствующих временам, большим некоторого времени  $t_L$ ; обычно  $t_L$  принимается равным  $10^{-16}$  (с  $\chi_{16}$ ) или  $3 \cdot 10^{-17}$  (с  $\chi_{317}$ ). Конкретный выбор  $t_L$  обусловлен особенностями метода теней.

Появление ДСД для составных ядер от Hg до Fg объясняется в [116] событиями деления, возникающими на последней стадии испарительного

каскада. В этой области составных ядер величину и энергетическую зависимость  $\chi_{317}$  (или  $\chi_{16}$ ) удалось описать с помощью СМ, учитывающей оболочечные и спаривательные эффекты [149].

Однако, как показали расчеты [124,125], определяющую роль в появлении ДСД играют макроскопические статистические эффекты. Примеры результатов таких расчетов представлены в табл.1. Они показывают, что статистический макроскопический расчет удовлетворительно согласуется с данными работ [116,149].

**Таблица 1. Сравнение результатов расчетов ДСД в рамках макроскопической СМ с экспериментальными данными**

| Реакция   | $E_{lab}$ ,<br>МэВ | $E^*$ ,<br>МэВ | $\chi_{16}^{max}$ , % |      | Ссылка |
|---|--------------------|----------------|-----------------------|------|--------|
|   |                    |                | теор.                 | эсп. |        |
| $^{12}\text{C} + ^{nat}\text{W} \rightarrow \text{Hg}$        | 80—87              | 56—63          | 12                    | 14   | [116]  |
| $^{16}\text{O} + ^{nat}\text{W} \rightarrow \text{Pb}$        | 90—115             | 50—73          | 12                    | 22   | [116]  |
| $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Pb}$ | 90—120             | 51—78          | 12                    | 16   | [149]  |
| $^{12}\text{C} + ^{nat}\text{W} \rightarrow \text{Bi}$        | 95                 | 52             | 14                    | 16   | [116]  |
| —   | 108                | 64             | 8                     | 10   | [116]  |
| $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{213}\text{Fr}$ | 90                 | 43             | 6                     | < 10 | [116]  |

Величина  $\chi_{16}^{max}$ , приведенная в этой таблице, есть максимальное значение  $\chi_{16}$  для данного промежутка энергий. Интересно отметить, что в работе Бугрова и Карамяна [152] «не обнаружено большого вклада долгоживущего ( $\tau > 10^{-16}$  с) компонента в полное сечение деления» для реакции  $^{16}\text{O} + ^{nat}\text{W} \rightarrow \text{Pb}$  (вторая строка в табл.1). Ситуация, таким образом, не полностью определена в экспериментальном плане.

В работе [124] были проделаны макроскопические статистические расчеты временных распределений событий деления для тех реакций, которые еще не изучались методом теней. Результаты этих расчетов, которые можно рассматривать как теоретические предсказания, представлены в табл.2.

Для составных ядер, барьер деления которых при нулевом угловом моменте выше энергии связи нейтрона, результаты расчетов в рамках КДСМ со стандартным набором параметров и с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  дают близкий к статистическому результат в отношении ДСД. Это демонстрируется на рис.30. Следует, однако, заметить, что расчет, соответствующий большому постоянному коэффициенту затухания, выполнен с параметром плотностей уровней [69], тогда как СНП включает параметр плотности уровней [91].

Таблица 2. Сравнение результатов расчетов ДСД в рамках макроскопической СМ для реакций, которые экспериментально еще не исследовались

| $E_{\text{lab}}, \text{ МэВ}$                                  | $E^*, \text{ МэВ}$ | $\chi_{16}, \%$ | $\sigma_f, \text{ мб}$ |
|--|--------------------|-----------------|------------------------|
| $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{229}\text{Ac}$  |                    |                 |                        |
| 55   | 29,7               | 5,2             | 0,103                  |
| 60   | 34,4               | 12,7            | 20,2                   |
| 65   | 39,1               | 11,1            | 266                    |
| 70   | 43,9               | 2,5             | 555                    |
| 75   | 48,6               | 0,4             | 798                    |
| $^{14}\text{C} + ^{197}\text{Au} \rightarrow ^{211}\text{Rn}$  |                    |                 |                        |
| 65   | 39,1               | 22,0            | 0,309                  |
| 70   | 43,8               | 27,5            | 37,5                   |
| 75   | 48,4               | 25,8            | 231                    |
| 80   | 53,1               | 10,4            | 457                    |
| 85   | 57,8               | 9,2             | 693                    |
| $^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{197}\text{Tl}$  |                    |                 |                        |
| 80   | 46,0               | 0,1             | 4,56                   |
| 85   | 50,6               | 3,9             | 20,7                   |
| 90   | 55,2               | 8,4             | 70,6                   |
| 95   | 59,7               | 9,1             | 192                    |
| 100  | 64,3               | 11,2            | 373                    |
| 110  | 73,5               | 8,4             | 710                    |
| $^{40}\text{Ca} + ^{135}\text{Ba} \rightarrow ^{175}\text{Os}$ |                    |                 |                        |
| 170  | 51,4               | 0,5             | 0,130                  |
| 175  | 55,2               | 8,1             | 2,47                   |
| 180  | 59,1               | 15,3            | 25,9                   |
| 185  | 62,9               | 4,3             | 95,9                   |

Итак, в области ядер, барьер деления которых при нулевом угловом моменте выше энергии связи нейтрона, ДСД не несет в себе информацию о динамике процесса деления. В то же время до сих пор эта величина (для реакций с тяжелыми ионами) измерялась лишь двумя группами авторов, результаты которых не согласуются между собой. Согласно расчетам [124,125] наличие долгоживущей составляющей в делении ядер с  $Z^2/A \geq 36$ , образованных в реакциях с тяжелыми ионами при  $\langle l_f \rangle \approx l_{B_f}$ , является, скорее, правилом, чем исключением. Соответствующие измерения были бы крайне желательны и могут оказаться информативными в отно-

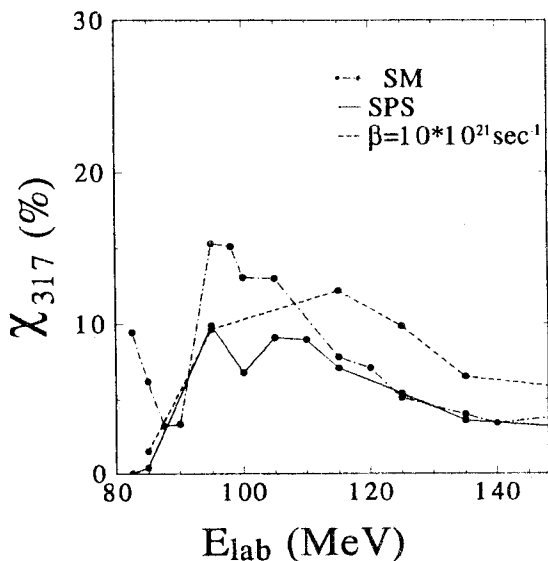


Рис.30. Долгоживущая составляющая деления как функция лабораторной энергии для реакции  $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta} \rightarrow ^{200}\text{Pb}$ . Расчеты сделаны в СМ — штрихпунктирная линия (SM), в КДСМ с СНП — сплошная линия (SPS), в КДСМ с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  — штриховая линия

шении статистических аспектов процесса. Так, детальные измерения времени деления актинидов под действием легких частиц, выполненные Юминовым с соавторами [153], показали важность учета коэффициента ротационного усиления плотности уровней.

Ситуация с информативностью ДСД в отношении динамики, по-видимому, должна радикально измениться при переходе к самым тяжелым делящимся системам, образованным в реакциях с тяжелыми ионами. Для возбужденных промежуточных систем с  $Z^2/A \geq 38$  барьер деления быстро уменьшается, и его роль могло бы взять на себя ядерное трение, если оно не столь мало, как в нашем стандартном наборе параметров. Наличие ДСД для таких систем было бы прямым подтверждением значительной диссипации в области компактных ядерных конфигураций. Поэтому измерения ДСД для тяжелых систем должны быть весьма информативными в отношении динамики процесса деления вообще и диссипативных свойств делительной моды в частности. Ниже обсуждаются результаты работы [100], подтверждающие это соображение.

В дополнение к модели, описанной в разд.2, здесь учтены температурно-зависимые оболочечные поправки к энтропии, которая, как и прежде, определяет динамику процесса. Этот учет выполнен по методу, предложенному Игнатюком с соавторами [91]. «Возрождение» оболочек, которое сопровождает остывание ядра при эмиссии нейтронов, должно оказывать решающее воздействие на весь процесс деления возбужденных актинидных ядер.

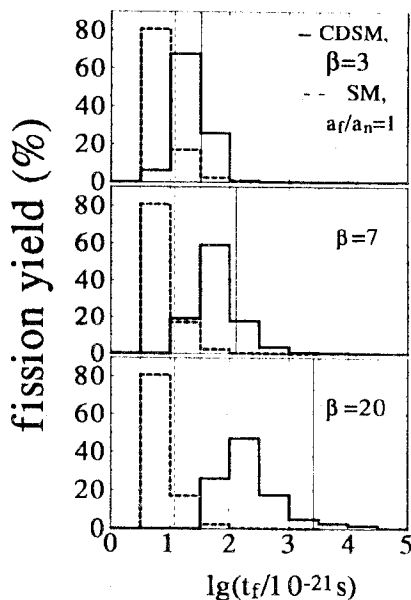


Рис.31. Распределения событий деления по временам, вычисленные для реакции  $(98 \text{ МэВ}) \text{ } ^{19}\text{F} + \text{}^{232}\text{Th} \rightarrow \text{}^{251}\text{Es}$ . Расчеты сделаны в СМ — штриховые гистограммы и в КДСМ — сплошные гистограммы. Значения  $\beta$  показаны на рисунке в единицах  $10^{21} \text{ с}^{-1}$ . Вертикальные линии — средние значения соответствующих распределений.[100]

На рис.31 показаны временные распределения событий деления для реакции  $\text{}^{19}\text{F} + \text{}^{232}\text{Th} \rightarrow \text{}^{251}\text{Es}$ . Подчеркнем, что в этих расчетах использовался не стандартный набор параметров, а постоянные (не зависящие от деформации) значения  $\beta$  и  $a_f/a_n = 1$ . Видно, что гистограммы, полученные с помощью КДСМ, существенно отличаются от статистических, особенно при

больших значениях  $\beta$ . Независимо от метода расчета распределения получаются очень широкими и асимметричными (по оси абсцисс отложен логарифм!). Эти распределения совершенно не похожи на привычное гауссово распределение, поэтому *среднее* время деления  $\langle t_f \rangle$ , которое показано на рис.31 вертикальными линиями, не отражает времени жизни большинства событий. Иными словами,  $\langle t_f \rangle$  существенно больше *наивероятнейшего* времени деления  $t_f^{mp}$ , они не согласуются иногда даже по порядку величины. Как видно из рис.31, среднее время деления  $\langle t_f \rangle$  отражает, скорее, поведение долгоживущего «хвоста» распределения  $P(t_f)$ . Для  $\beta \geq 7 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$  несколько процентов событий происходит за времена большие, чем  $10^{-18} \text{ с}$ . Согласно [150,151], такие времена уже могут быть измерены с помощью метода теней. В обсуждаемой реакции ( $\text{}^{19}\text{F} + \text{}^{232}\text{Th}$ ) причиной возникновения ДСД является все то же «многошансовое» деление. Однако фактором, подавляющим деление на первых ступенях испарительного каскада, здесь является трение, тогда как для  $\text{}^{19}\text{F} + \text{}^{181}\text{Ta}$ , например, деление сильно конкурировало с испусканием нейтронов, когда выполнялось условие [116]:

$$B_f(l_c) \approx B_n. \quad (54)$$



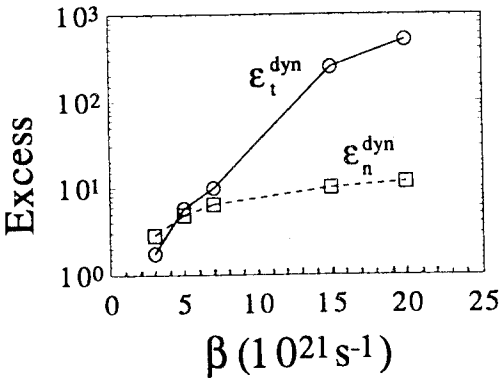


Рис.32. Превышение статистических значений для среднего времени деления (см. ф-лу (55)) и для множественности предразрывных нейтронов (см. ф-лу (56)) как функция  $\beta$ . Расчеты сделаны для реакции  $(98 \text{ МэВ}) \text{ } ^{19}\text{F} + \text{}^{232}\text{Th} \rightarrow \text{}^{251}\text{Es}$ . [100]

Здесь  $B_f(l)$  — высота барьера деления, зависящая от углового момента,  $B_n$  — энергия связи нейтрона, а  $l_c$  — критический

угловой момент для слияния. Таким образом, для тяжелых систем ДСД содержит информацию о ядерной диссипации для компактных конфигураций, и в этом смысле имеет преимущества по сравнению со средней множественностью предразрывных нейтронов.

На рис.32 представлены результаты расчетов величин

$$\epsilon_i^{\text{dyn}} = \frac{\langle t_f^{\text{dyn}} \rangle - \langle t_f^{\text{SSM}} \rangle}{\langle t_f^{\text{SSM}} \rangle} \quad (55)$$

и

$$\epsilon_n^{\text{dyn}} = \frac{\langle n_{\text{pre}}^{\text{dyn}} \rangle - \langle n_{\text{pre}}^{\text{SSM}} \rangle}{\langle n_{\text{pre}}^{\text{SSM}} \rangle}, \quad (56)$$

которые показывают количественно, в какой степени среднее время деления и средняя множественность предразрывных нейтронов информативны в отношении величины коэффициента затухания. Как мы видели в этом разделе, в настоящее время  $\langle n_{\text{pre}} \rangle$  является единственной измеряемой величиной, которая обнаруживает систематические отклонения от предсказаний СМ. Здесь мы демонстрируем, следуя [100], что  $\chi_L$  для тяжелых систем может быть еще более чувствительным индикатором динамических эффектов. Во-первых, как это видно из рис.32, при больших значениях коэффициента затухания  $\epsilon_i^{\text{dyn}}$  превосходит  $\epsilon_n^{\text{dyn}}$  более чем на порядок. Скорость роста  $\epsilon_i^{\text{dyn}}$  с увеличением  $\beta$  также гораздо больше, чем для  $\epsilon_n^{\text{dyn}}$ . Вспоминая, что поведение  $\langle t_f \rangle$  определяется долгоживущим «хвостом» распределения событий деления по временам, мы приходим к выводу, что ДСД является не только индикатором динамических эффектов, но даже их «усилителем».

Фрагментарная экспериментальная информация о существовании  $\chi_{16}$  или  $\chi_{217}$  была опубликована Карамяном с соавторами для реакций  $^{238}\text{U} + ^{12}\text{C}$  [154] и  $^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$  [155]. Существование  $\chi_{218}$  и  $\chi_{918}$ , как будто, было обнаружено Молиторисом с соавторами в делении ураноподобных продуктов после глубоконеупругих столкновений ядер  $^{238}\text{U}$  друг с другом [134]. Авторы [154,155] считают, что  $\chi_L$  возникает в их эксперименте за счет деления слабозбужденных мишенеподобных продуктов реакций передач. Было бы чрезвычайно важно подтвердить или опровергнуть это объяснение при помощи дополнительных и более систематических измерений. Для этого в работе [100] было предложено провести исследование  $\chi_L$  в реакциях с неделящимися мишенями, например  $^{32}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$  или  $^{31}\text{P} + ^{209}\text{Bi}$ .

Чтобы сделать некоторые предсказания по поводу возможных результатов экспериментов, в [100] были проведены расчеты времен жизни до деления для реакции  $^{32}\text{S}$  (176 МэВ) +  $^{208}\text{Pb}$  с  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$ , величиной, которую извлекают из своих данных авторы измерений спектров предразрывных гамма-квантов [129]. Результаты этих расчетов, сделанных в КДСМ и СМ, представлены в табл.3. Видно, что существование  $\chi_{318}$  для  $\beta = 20 \cdot 10^{21} \text{ c}^{-1}$  ясно предсказывается КДСМ независимо от неопределенностей параметров модели. С другой стороны, никакая вариация параметров СМ не может сделать средние времена деления, вычисленные с ее помощью, подобными динамическим.

Итак, систематическое и детальное экспериментальное исследование явления долгоживущей компоненты деления для реакций, ведущих к тяжелым промежуточным системам, может открыть возможности для решающего заключения о том, каково же ядерное трение для компактных конфигураций. Такое исследование помогло бы разрешить противоречие, возникающее между разными авторами при определении коэффициента затухания.

Как уже упоминалось, средние времена деления часто весьма сильно отличаются от наиболее вероятных времен. На рис.33 показаны средние времена деления  $\langle t_f \rangle$  и наивероятнейшие времена  $t_f^{mp}$ , полученные в рамках КДСМ со стандартным набором параметров. Расчет был произведен для 11 реакций, ведущих к составному ядру с энергией возбуждения 100 МэВ. Чтобы распределения составных ядер по спине не слишком зависели от реакции, в роли налетающей частицы всюду использовался ион  $^{19}\text{F}$ . На рис.33 показаны также экспериментальные характерные времена деления, извлеченные из данных по  $\langle n_{\text{pгe}} \rangle$  [114]. Они неплохо согласуются с  $t_f^{mp}$  во

Таблица 3. ДСД для реакции  $^{208}\text{Pb} + ^{32}\text{S}$  (176 МэВ), вычисленные в рамках КДСМ и СМ.  $B_f^{ld}$  и  $B_f^{sh}$  — жидкокапельная и оболочечная части барьера деления соответственно,  $\chi_{318}$  — ДСД для  $t_L = 3 \cdot 10^{-18}$  с, вычисленная в КДСМ,  $\langle t_f^{\text{CDSM}} \rangle$  и  $\langle t_f^{\text{SSM}} \rangle$  — средние времена деления, вычисленные в КДСМ и СМ соответственно

| $A/a_n$ , МэВ | $a_f/a_n$ | $B_f^{ld}$ , МэВ | $B_f^{sh}$ , МэВ | $\chi_{318}$ , % | $\langle t_f^{\text{CDSM}} \rangle$<br>$10^{-18}$ с | $\langle t_f^{\text{SSM}} \rangle$<br>$10^{-18}$ с |
|---------------|-----------|------------------|------------------|------------------|---|--|
| 9,1           | 1,01      | 1,8              | 4,2              | 4,0              | 8,3   | 0,011  |
| "—"           | "—"       | —                | 5,2              | 9,8              | 50,6  | 0,013  |
| "—"           | "—"       | —                | 3,2              | 2,5              | 1,6   | 0,009  |
| "—"           | "—"       | 2,8              | 4,2              | 13,4             | 54,1  | 0,406  |
| "—"           | "—"       | 0,8              | "—"              | 0,4              | 0,3   | 0,005  |
| "—"           | 1,00      | 1,8              | "—"              | 4,6              | 8,8   | 0,024  |
| "—"           | 0,99      | "—"              | "—"              | 5,7              | 8,4   | 0,033  |
| 8,0           | 1,01      | "—"              | "—"              | 2,7              | 3,4   | 0,012  |
| 10,0          | "—"       | "—"              | "—"              | 7,0              | 4,0   | 0,011  |
| 12,0          | "—"       | "—"              | "—"              | 8,3              | 15,6  | 0,013  |

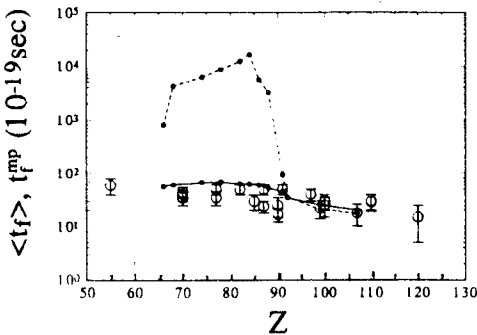


Рис.33. Среднее время деления  $\langle t_f \rangle$  (штриховая линия, \*) и наиболее вероятное время деления  $t_f^{mp}$  (сплошная линия, \*) как функции зарядового числа составного ядра. Расчеты сделаны в КДСМ с СНП. о — экспериментальные данные [114]

всем диапазоне  $Z$ . Средние же времена приближаются к  $t_f^{mp}$  и к экспериментальным временам только для тяжелых составных систем.

Таким образом, средняя множественность предразрывных нейтронов и долгоживущая составляющая деления представляют собой взаимно дополняющие источники информации о ядерной вязкости и характерных временах процесса деления. Если  $\langle n_{pre} \rangle$  несет в себе информацию о вязкости, усредненной по всем деформациям, и о наиболее вероятном времени процесса, то

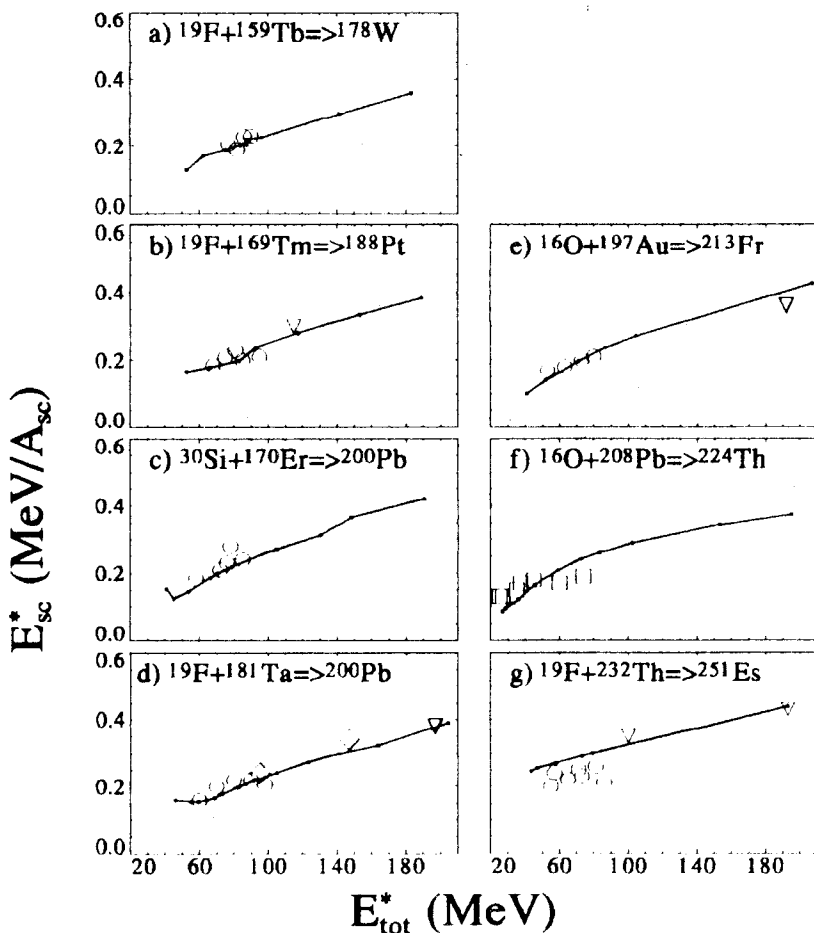


Рис.34. Энергия возбуждения на нуклон в точке разрыва как функция начальной энергии возбуждения для семи составных систем. Расчеты выполнены в КДСМ с СНП (кривые). Экспериментальные данные:  $\circ$  — [112],  $\diamond$  — [34],  $\nabla$  — [114],  $\square$  — [120]. ([126])

ДСД информативна в отношении трения в компактных конфигурациях и среднего времени деления.

**4.6. Энергия возбуждения осколков в точке разрыва [126].** Большие предразрывные нейтронные множественности свидетельствуют о том, что процесс деления является достаточно медленным, чтобы составное ядро потеряло значительную часть своей первоначальной энергии возбуждения.

Так как время эмиссии нейтрона  $\langle t_n \rangle$  сильно зависит от энергии возбуждения, большинство систем будет испарять нейтроны до тех пор, пока  $\langle t_n \rangle$  для последнего предразрывного нейтрона не сравняется по порядку величины с наивероятнейшим временем деления. Вследствие этого внутренняя энергия возбуждения большинства систем в точке разрыва должна быть небольшой и не должна сильно зависеть от начальной энергии возбуждения. Хайнд, Хильшер и Росснер доказали это соображение, проанализировав *средние послеразрывные множественности нейтронов*  $\langle n_{\text{post}} \rangle$  для широкого диапазона составных ядер [156]. В рамках КДСМ рассчитать  $\langle n_{\text{post}} \rangle$  нельзя.

Можно, однако сравнить расчетные значения средних внутренних энергий возбуждения системы перед разрывом со значениями, извлеченными из данных по  $\langle n_{\text{post}} \rangle$ . Такое сравнение показано на рис.34 для 7 различных составных систем. Кривые соответствуют расчету в КДСМ с СНП. Удовлетворительное согласие с экспериментом подтверждает вывод о том, что в среднем коэффициент затухания довольно велик. Однако данные такого рода не несут в себе информации о деталях координатной зависимости  $\beta$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основное содержание обзора составляет анализ экспериментальных данных, несущих в себе информацию о диссипативных свойствах делительной моды. Этот анализ производился, главным образом, с помощью комбинированной динамическо-статистической модели, разработанной в последние четыре года.

Оказалось, что без подгоночных параметров для индивидуальных ядер удастся воспроизвести данные по сечениям деления, а также по множественностям предразрывных нейтронов и заряженных частиц в широком диапазоне параметра делимости и энергии возбуждения составных ядер, полученных в слиянии тяжелых ионов. Согласие с экспериментом достигается с так называемым стандартным набором параметров: со сравнительно слабой деформационной зависимостью параметра плотности уровней и с коэффициентом затухания делительной моды, который сильно зависит от деформации. Этот коэффициент сравнительно невелик для слабдеформированных конфигураций и резко возрастает с появлением шейки между будущими осколками, достигая своего максимального значения в точке разрыва. Ни одна из имеющихся в литературе моделей ядерной вязкости не предсказывает такого поведения коэффициента затухания. Таким образом, возникает задача создания адекватной модели ядерной диссипации.

Анализ показал также, что все наблюдаемое можно разделить на три класса.

К первому классу следует отнести наблюдаемые, которые воспроизводятся в рамках СМ. Это вероятность (или сечение) деления и «сопряженная» ей наблюдаемая — вероятность выживания, а также средние энергии предразрывных нейтронов и заряженных частиц. Они сами по себе не несут информации о коэффициенте затухания коллективного движения  $\beta$ , однако их значения накладывают ограничения на параметры статистической модели. Здесь накоплен огромный объем экспериментальных данных, и задача теории — описать их без привлечения необоснованных подгоночных параметров, принимающих непредсказуемые значения для каждой новой составной системы.

Ко второму классу мы относим величины, которые содержат усредненную по всем деформациям информацию о диссипативных свойствах делительной моды. Это множественности предразрывных и послеразрывных частиц. Совокупность данных свидетельствует о том, что в среднем  $\beta$  велико по сравнению с предсказаниями двухтельной вязкости, способной воспроизвести данные о распределениях осколков по кинетическим энергиям. Объем экспериментального материала здесь также велик. Остаются, однако, пробелы для реакций, вызванных легкими частицами.

Наконец, к третьему классу отнесем наблюдаемые, которые содержат, по-видимому, информацию о зависимости диссипативных свойств от формы делящегося ядра. Это сечения образования остатков испарения и долгоживущая составляющая деления для ядер с низким барьером, а также средние множественности и энергии предразрывных гамма-квантов. Здесь экспериментальных данных пока недостаточно, часто они противоречивы.

Я хочу выразить сердечную признательность Ю.А.Лазареву, В.В.Пашкевичу, Г.Н.Смиренину и П.Фребриху, сотрудничество с которыми во многом определило содержание этого обзора. Я искренне благодарю своих коллег и соавторов Д.Хильшера, Х.Роснера и Г.И.Косенко. Мне были очень полезны регулярные контакты и обсуждения различных частей работы с А.В.Игнатуком, М.Г.Иткисом, В.М.Коломийцем и А.Я.Русановым, которым я выражаю глубокую благодарность.

Обзор написан при финансовой поддержке Международного научного фонда (грант NRG000).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hilscher D. — *Pramana J. Phys.*, 1989, vol.33, p.1.
2. Bohr N., Wheeler J.A. — *Phys. Rev.*, 1939, vol.56, p.426.
3. Kramers H.A. — *Physica*, 1940, vol.VII, p.284.
4. Струтинский В.М. — *ЯФ*, 1974, т.19, с.259; *Phys. Lett.*, 1973, vol.B47, p.121.

5. Cheifetz E. et al. — Phys. Rev., 1970, vol.C2, p.256.
6. Fraenkel Z., Unik S.P., Gorski A.J., Loveland W.D. — Phys. Rev., 1975, vol.C12, p.1809.
7. Волков В.В. — Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоатомиздат, 1982.
8. Gross D.H.E., Kalinowski H. — Phys. Rep., 1978, vol.45, p.175.
9. Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. — Phys. Rev., 1976, vol.C13, p.2385.
10. Davies K.T.R., Managan R.A., Nix J.R., Sierk A.J. — Phys. Rev., 1977, vol.C16, p.1890.
11. Grange P., Pauli H.C., Weidenmüller H.A. — Phys. Lett., 1979, vol.B88, p.9.
12. Grange P., Pauli H.C., Weidenmüller H.A. — Z.Phys., 1980, vol.A296, p.107.
13. Адеев Г.Д., Гончар И.И. — ЯФ, 1983, т.37, с.1113.
14. Адеев Г.Д., Гончар И.И. — ЯФ, 1984, т.40, с.869.
15. Adeeв G.D., Gonchar I.I. — Z.Phys., 1985, vol.A320, p.451.
16. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А., Писчасов Н.И. — ЯФ, 1986, т. 43, с.1137.
17. Adeeв G.D., Gonchar I.I. — Z.Phys., 1985, vol.A322, p.479.
18. Сердюк О.А. и др. — ЯФ, 1987, т.46, с.710.
19. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А. — ЯФ, 1985, т.42, с.42.
20. Grange P., Weidenmüller H.A. — Phys. Lett., 1980, vol.B96, p.26.
21. Grange P., Li-Jang Qing, Weidenmüller H.A. — Phys. Rev., 1983, vol.C27, p.2063.
22. Hassani S., Grange P. — Phys. Lett., 1984, vol.B137, p.281.
23. Hassani S., Grange P. — Z.Phys., 1986, vol.A325, p.95.
24. Zank W.P. et al. — Phys. Rev., 1986, vol.C33, p.519.
25. Hinde D.J. et al. — Nucl. Phys., 1986, vol.A452, p.550.
26. Gavron A. et al. — Phys. Rev., 1987, vol.C35, p.579.
27. Hinde D.J. et al. — Phys. Rev., 1988, vol.C37, p.2923.
28. Wegmann G. — Phys. Lett., 1974, vol.B50, p.327.
29. Griffin J.J., Dworzecka M. — Nucl. Phys., 1986, vol.A455, p.61.
30. Nix J.R., Sierk A.J. — Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, USSR, 23—30 September 1986. JINR, D7-87-68, Dubna, 1987, p.453.
31. Hilscher D., Rossner H. — Ann. Phys. Fr., 1992, vol.17, p.471.
32. Pomorski K., Hofmann H. — Phys. Lett., 1991, vol.B263, p.164.
33. Bush B.W., Bertsch G.F., Brown B.A. — Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.1709.
34. Lazarev Yu.A. — At. En. Rev., 1977, vol.15, p.75.
35. Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Смиренкин Г.Н. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.701.
36. Лукьянов С.М. и др. — Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов, Дубна, 3—12 окт. 1989. ОИЯИ, Д7-90-142, 1990, с.225.
37. Жданов С.В. и др. — ЯФ, 1992, т.55, с.3169.
38. Жданов С.В. и др. — ЯФ, 1993, т.56, с.55.
39. Scheuter F., Gregoire C., Hofmann H., Nix J.R. — Phys. Lett., 1984, vol.B149, p.303.
40. Tillack G.-R. — Phys. Lett., 1992, vol.B278, p.403.
41. Nix J.R. — Nucl. Phys., 1969, vol.A130, p.241.
42. Wada T., Abe Y., Carjan N. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.3538.



43. Tillack G.-R et al. — Phys. Lett., 1992, vol.B296, p.296.
44. Адеев Г.Д. и др. — ЭЧАЯ, 1988, т.19, с.1229.
45. Cha D., Bertsch G.F. — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.306.
46. Grange P. et al. — Phys. Rev., 1986, vol.C34, p.209.
47. Strumberger E., Dietrich K., Pomorski K. — Nucl. Phys., 1991, vol.A529, p.522.
48. Stratonovich R.L. — Topics in the Theory of Random Noise. Gordon and Breach, New-York, 1963, vols.I and II.
49. Van Kampen N.G. — Stochastic Processes in Physics and Chemistry. North-Holland, Amsterdam, 1981.
50. Чандрасекар С. — Стохастические проблемы в физике и астрономии. М.: ГИИЛ, 1947.
51. Abe Y., Gregoire C., Delagrance H. — J. de Phys., 1986, vol.47. p.C329.
52. Fröbrich P., Xu S.Y. — Nucl. Phys., 1988, vol.A477, p.143.
53. Fröbrich P., Stroth J. — Phys. Rev. Lett., 1990, vol.64, p.629.
54. Fröbrich P., Richert J. — Phys. Lett., 1990, vol.B237, p.328.
55. Fröbrich P. — Springer Proc. in Phys., vol.58, New Trends in Nuclear Collective Dynamics. Springer Verlag Berlin Heidelberg 1991, p.93.
56. Marten J., Fröbrich P. — Nucl. Phys., 1992, vol.A545, p.854.
57. Hofmann H., Jensen A.S., Scheuter F.J. — Proc. 12th Int. Symp. on Nuclear Physics, Gaussig, GDR, 1982, Report NISSN 0138-2950, p.96.
58. Ayik S., Suraud E., Stryewski J., Belkacem M. — Z.Phys., 1990, vol.A337, p.413.
59. Boilley D., Suraud E., Abe Y., Ayik S. — Nucl. Phys., 1993, vol.A556, p.67.
60. Stokstad R. — In: Treatise on Heavy Ion Science (D.A.Bromley, ed.), N. Y.: Plenum Press 1985, vol.3, p.82.
61. Oganessian Yu.Ts., Lazarev Yu.A. — In: Treatise on Heavy Ion Science (D.A.Bromley, ed.), N. Y.: Plenum Press 1985, vol.4, p.3.
62. Hinde D.J. et al. — Phys. Rev., 1989, vol.C39, p.2268.
63. Fröbrich P., Gontchar I.I., Mavlitov N.D. — Nucl. Phys., 1993, vol.A556, p.281.
64. Гончар И.И., Мавлитов Н.Д. — ЯФ, 1991, т.53, с.1567.
65. Weidenmüller H.A. — Nucl. Phys., 1987, vol.A471, p.1c.
66. Grange P. — Nucl. Phys., 1984, vol.A428, p.37c.
67. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Пашкевич В.В., Сердюк О.А. — ЯФ, 1989, т.50, с.1242.
68. Ньютон Дж.О. — ЭЧАЯ, 1990, т.21, с.821.
69. Toke J., Swiatecki W.J. — Nucl. Phys., 1981, vol.A372, p.141.
70. Lanza E.G., Weidenmüller H.A. — Z.Phys., 1986, vol.A323, p.157.
71. Delagrance H., Gregoire C., Scheuter F., Abe Y. — Z. Phys., 1986, vol.A323, p.437.
72. Mavlitov N.D., Fröbrich P., Gontchar I.I. — Z.Phys., 1992, vol.A342, p.195.
73. Fröbrich P., Gontchar I.I. — Nucl. Phys., 1993, vol.A563, p.326.
74. Fröbrich P., Gontchar I.I. — Second Int. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, June 14—18, 1993, Smolenice, Slovakia. JINR, E7-94-19, Dubna, 1994, p.182.
75. Gontchar I.I., Fröbrich P. — ЯФ, 1994, т.57, с.1249.
76. Gontchar I.I., Fröbrich P. — HMI-Preprint, TV95-Fröb3, 1995, 25ps.
77. Gontchar I.I., Fröbrich P. — Nucl. Phys., 1993, vol.A551, p.495.

78. Gontchar I.I., Fröbrich P., Pischasov N.I. — Phys. Rev., 1993, vol.C47, p.2228.
79. Гончар И.И., Косенко Г.И. — ЯФ, 1991, т.53, с.133.
80. Косенко Г.И., Гончар И.И., Сердюк О.И., Писчасов Н.И. — ЯФ, 1992, т.55, с.920.
81. Гончар И.И., Косенко Г.И., Мавлитов Н.Д. — Тр. межд. конф. «Деление ядер — 50 лет», 16—20 октября 1989 г., Ленинград. С.-Петербург, Радиевый ин-т им. В.Г.Хлопина, 1992, с.295.
82. Fröbrich P., Tillack G.-R. — Nucl. Phys., 1992, vol.A540, p.353.
83. Крарпе Н.Д. — Proc. Int. Workshop on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Smolenice, June 17—21, 1991, CSFR, JINR, E7-92-95, Dubna, 1992, p.51.
84. Wada T., Garjan N., Abe Y. — Nucl. Phys., 1992, vol.A538, p.283 с.
85. Игнатьюк А.В. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.625.
86. Игнатьюк А.В. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.1404.
87. Расопчин Е.М., Остапенко Ю.Б., Свирин М.И., Смиренкин Г.Н. — ЯФ, 1989, т.49, с.24.
88. Bohr A., Mottelson B.R. — Nucl. Structure, vol.II — Benjamin, London, 1975, p.371.
89. Hofmann H. — Phys. Lett., 1976, vol.B61, p.423.
90. Hofmann H., Samhammer R., Ockenfuss G. — Nucl. Phys., 1989, vol.A496, p.269.
91. Игнатьюк А.В. и др. — ЯФ, 1975, т.21, с.1185.
92. Balian R., Bloch C. — Ann. Phys., 1970, vol.60, p.401.
93. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. — Теоретическая физика, т.V. Статистическая физика. М.: Наука, 1976, с.66.
94. Hänggi P., Talkner P., Borcovec M. — Rev. Mod. Phys., 1990, vol.62, p.251.
95. Pontryagin L.A., Andronov A., Vitt A. — Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1933, vol.3, p.165.
96. Myers W.D., Swiatecki W.J. — Nucl. Phys., 1966, vol.81, p.1; Ark. Fys., 1967, vol.36, p.343.
97. Brack M. et al. — Rev. Mod. Phys., 1972, vol.44, p.320.
98. Hasse R.W., Myers W.D. — Geometrical Relationships of Macroscopic Nuclear Physics. Springer Verlag, Berlin — Heidelberg — New York — Tokyo, 1988.
99. Игнатьюк А.В. — Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
100. Lazarev Yu.A., Gontchar I.I., Mavlitov N.D. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.1220.
101. Fröbrich P., Marten J. — Z. Phys., 1991, vol.A339, p.171.
102. Fröbrich P. — Phys. Rep., 1984, vol.116, p.337.
103. Blann M. — Phys. Rev., 1980, vol.C21, p.1770.
104. Lynn J.E. — Theory of Neutron Resonance Reactions. Clarendon, Oxford, 1968, p.325.
105. Недорезов В.Г., Ранюк Ю.Н. — Фотоделение ядер за гигантским резонансом. Киев: Наукова думка, 1989, с.50.
106. Rossner H. — част. сообщение, 1992.
107. Sierk A.J. — Phys. Rev., 1986, vol.C33, p.2039.
108. Back B.B. et al. — Phys. Rev., 1985, vol.C32, p.195; 1986, vol.C33, p.385.
109. Videbaek F. et al. — Phys. Rev., 1977, vol.C15, p.954.
110. Vulgaris E., Grodzins L., Steadman S.G., Ledoux R. — Phys. Rev., 1986, vol.C33, p.2017.

111. **Murakami T. et al.** — Phys. Rev., 1986, vol.C34, p.1353.
112. **Newton J.O. et al.** — Nucl. Phys., 1988, vol.A483, p.126.
113. **Blocki J. et al.** — Ann. Phys. (NY), 1978, vol.113, p.330.
114. **Hinde D.J. et al.** — Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.1229.
115. **Charity R.J. et al.** — Nucl. Phys., 1986, vol.A457, p.441.
116. **Andersen J.U. et al.** — Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1980, vol.40, No.7.
117. **Van der Plicht J. et al.** — Phys. Rev., 1983, vol.C28, p.2022.
118. **Gavron A. et al.** — Phys. Rev., 1984, vol.C30, p.1550.
119. **Carjan N.** — Workshop on Open Problems in Heavy Ion Reaction Dynamics at Vivitron Energies, May 5—7, 1993, CRN, Strasbourg, France, CRN 93-22, p.524.
120. **Rossner H. et al.** — Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.719.
121. **Косенко Г.И.** — Кандидатская диссертация, Томск, 1992.
122. **Hartel K.** — Dissertation, Technischen Universität, München, 1985.
123. **Чубарян Г.Г. и др.** — ЯФ, 1993, т.56, с.3.
124. **Gontchar I.I., Lazarev Yu.A., Mavlitov N.D.** — Heavy Ion Physics. Scientific Report (1989—1990), JINR, E7-91-75, Dubna, 1991, p.70.
125. **Gontchar I.I., Lazarev Yu.A., Mavlitov N.D.** — Heavy Ion Physics, Scientific Report (1989—1990), JINR, E7-91-75, Dubna, 1991, p.72.
126. **Hilscher D., Gontchar I.I., Rossner H.** — ЯФ, 1994, т.57, с.1255.
127. **Gontchar I.I., Fröbrich P., Lazarev Yu.A.** — 2 Int. Conf. Dyn. Asp. of Nucl. Fission, June 14—18, 1993, Smolenice, Slovakia; JINR, E7-94-19, Dubna, 1994, p.198.
128. **Thoennessen M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1987, vol.59, p.2860.
129. **Butsch R. et al.** — Phys. Rev., 1991, vol.C44, p.1515.
130. **Dioszegi I. et al.** — Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.627.
131. **Hofmann D.J.** — 9-th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Key West, Florida, Jan. 30 — Febr.6 1993, preprint.
132. **Brinkmann K.-T. et al.** — Phys. Rev., 1994, vol.C50, p.309.
133. **Van der Ploeg H. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.68, p.3145.
134. **Molitoris J.D. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.3145.
135. **Lestone J.P.** — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.2245.
136. **Lestone J.P. et al.** — Nucl. Phys., 1993, vol.A559, p.277.
137. **Krappe H.J., Pashkevich V.V.** — Phys. Rev., 1993, vol.C47, p.1970.
138. **Gregoire C., Delagrange H., Pomorski K., Dietrich K.** — Z.Phys., 1988, vol.A329, p.497.
139. **Ikezoe H. et al.** — Nucl. Phys., 1992, vol.A538, p.299c.
140. **Ikezoe H. et al.** — Phys. Rev., 1990, vol.C42, p.342.
141. **Ikezoe H. et al.** — Phys. Rev., 1990, vol.C42, p.R1187.
142. **Hessberger F.P., Ninov V., Spoerel U.** — Z. Phys., 1991, vol.A340, p.171.
143. **Vaz L.C. et al.** — Z.Phys., 1984, vol.A315, p.169.
144. **Strumberger E., Dietrich K., Pomorski K.** — Nucl. Phys., 1989, vol.A502, p.523c.
145. **Алешин В.П.** — Изв. АН СССР, сер. физ., 1988, т.52, с.81.
146. **Алешин В.П.** — Докторская диссертация, Киев, 1991.
147. **Hofmann D.J.** — част. сообщение, 1992.
148. **Drechsel D.** — Proc. the 4-th Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei at Low and Medium Energies, December 13—15, 1977, Moscow, USSR; M.: Nauka, 1979, p.293.

149. Forster J.S. et al. — Nucl. Phys., 1987, vol.A464, p.497.
150. Karamyán S.A., Melikov Yu.V., Tulinov A.F. — Sov. J. Particles and Nuclei, 1973, vol.4, p.196.
151. Gibson W.M. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, vol.25, p.465.
152. Бугров В.Н., Карамян С.А. — ЯФ, 1984, т.40, с.857.
153. Platonov S.Yu., Fotina O.V., Yuminov O.A. — Nucl. Phys., 1989, vol.A503, p.461.
154. Бугров В.Н., Карамян С.А. — ЯФ, 1982, т.35, с.558.
155. Бугров В.Н., Виноградов В.Г., Карамян С.А. — ЯФ, 1986, т.44, с.1389.
156. Hinde D.J., Hilsher D., Rossner H. — Nucl. Phys., 1989, vol.A502, p.497c.