

КОМПАУНД-ЯДРА В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Б.И.Пустыльник

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	273
ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ	277
Физическая картина	277
Сечения образования компаунд-ядер	278
Основные соотношения для ширин распада компаунд-ядер в статистической модели	280
ДЕЛЕНИЕ ДОАКТИНИДНЫХ КОМПАУНД-ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ	282
Сечения и угловые распределения осколков деления	282
СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ПРОДУКТОВ В ОБЛАСТИ ДЕЛЯЩИХСЯ КОМПАУНД-ЯДЕР С $Z \sim 83 \div 92$	288
Экспериментальные данные и результаты анализа	289
Ширины распада высоковозбужденных ядер и возможности их описания в статистической модели деэвозбуждения компаунд-ядер	298
ЭМИССИЯ КЛАСТЕРОВ КОМПАУНД-ЯДРАМИ	301
СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ПРОДУКТОВ В ТРАНСУРАНОВОЙ ОБЛАСТИ ЯДЕР	306
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	311

КОМПАУНД-ЯДРА В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Б.И.Пустыльник

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В рамках единого теоретического подхода проанализирован обширный экспериментальный материал о различных каналах распада компаунд-ядер: деления возбужденных доактинидных ядер; испарения нуклонов и заряженных частиц, приводящих к образованию конечных ядер-продуктов; эмиссии кластеров из возбужденных компаунд-ядер; образования тяжелых и сверхтяжелых ядер в реакциях полного слияния. Проведены расчеты сечений деления и сечений образования конечных ядер-продуктов после испарительно-делительного каскада, угловых распределений осколков деления, сечений вылета и спектров нуклонов, легких заряженных частиц и кластеров. Показано, что статистическая модель распада возбужденных компаунд-ядер с последовательным учетом оболочечных эффектов в ядрах — продуктах девозбуждения достаточно полно описывает структурные особенности отдельных компаунд-ядер и позволяет наглядно выделять и анализировать различные характеристики их распада. В сочетании с динамическими моделями, необходимыми для описания начальной стадии реакции, статистическая модель является хорошей основой для описания ядерных реакций с тяжелыми ионами при энергиях налетающих частиц вплоть до 10–15 МэВ/нуклон.

Numerous experimental data on different compound nucleus de-excitation channels are analyzed in the framework of a unified approach. Reaction channels analyzed are the fission of excited preactinide compound nuclei and formation of cold evaporation residues, as a result of the evaporation of nucleons and clusters from compound nuclei. Formation cross sections of heavy and superheavy nuclei in fusion reactions are investigated from the point of view of the statistical model of the compound nucleus de-excitation. Cross sections of fission reactions and evaporation residue formation as well as fission fragment angular distributions and energy spectra of evaporated nucleons and clusters are calculated. Presented results show that calculations made on the basis of statistical model consistently taking into account shell effects in de-excitation product nuclei treat well enough structural features of individual compound nuclei and allows one to distinguish and analyze their various decay characteristics. Being combined with dynamical approaches to initial reaction stages, the statistical model will make a good basis for the description of heavy-ion fusion reactions occurring at projectile energies of up to 10 to 15 MeV/nucleon.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования реакций взаимодействия тяжелых ионов с ядрами представляют большой интерес, так как являются в настоящее время основным источником новой информации о структуре ядер, удаленных от полосы β -стабильности, и структуре ядерных сил. Они также дают нам информацию о крупномасштабных коллективных процессах, связанных с кардиналь-

ной перестройкой ядерного вещества в реакциях глубоконеупругих передач и процессах слияния и деления возбужденных ядер.

Реакции с тяжелыми ионами изучаются уже более сорока лет. И если на первом этапе исследований основное внимание уделялось механизму ядерных реакций и интегральным характеристикам процессов, протекающих в различных диапазонах Z и A взаимодействующих ядер, при различных энергиях возбуждения и угловых моментах, то в последние годы, благодаря существенному прогрессу в развитии экспериментальных установок и методов анализа, все большее внимание стало уделяться исследованию различного рода дифференциальных характеристик в многомерных экспериментах. Наиболее часто для получения новой ядерно-физической информации используются реакции полного слияния с образованием компаунд-ядер, являющиеся основным каналом неупругого ядерного взаимодействия в диапазоне энергий $5 \div 15$ МэВ/нуклон. Реакции полного слияния ядер являются основными при синтезе новых тяжелых и сверхтяжелых элементов, получении и исследовании свойств новых ультранейтрондефицитных изотопов, изучении делительных характеристик возбужденных ядер, а также свойств горячих и быстровращающихся ядер. Неудивительно, что для этих реакций в настоящее время имеется достаточно полный базис экспериментальных данных, взаимно дополняющих друг друга.

Теоретическое описание сложных процессов, происходящих при взаимодействии тяжелых ионов с ядрами, по необходимости, носило модельный характер, и длительное время шел процесс осознания качественной картины происходящих явлений, установления их механизмов и выработки основных модельных концепций. В течение многих лет наиболее распространенной моделью, применяемой для описания реакций полного слияния с образованием компаунд-ядра и его последующим девозбуждением, является статистическая модель. С самого начала этот подход представлялся большинству исследователей наиболее адекватным изучаемым явлениям, он позволял наиболее экономным путем добиться достаточно хорошего описания большинства характеристик распада высоковозбужденных компаунд-ядер и сделать количественные оценки сечений образования конечных ядер после испарительно-делительного каскада, необходимые для подготовки экспериментов по синтезу новых элементов, изотопов, поискам новых видов радиоактивного распада.

Основная идея статистического подхода состоит в том, что при высокой энергии возбуждения в ядре открыто большое число степеней свободы, и вследствие этого свойства системы, в частности вероятности различных каналов распада, в большей степени определяются общими статистическими закономерностями, чем отдельными деталями. Основу статистического подхода в ядерной физике составляют концепция составного ядра Нильса Бора, метод переходного состояния Н.Бора и Дж.Уиллера и испарительная модель В.Вайскопфа и Д.Эвинга (более подробно см. монографию [1]). Большой вклад в понимание влияния структурных (оболочечных) эффектов на свой-

ства ядер в основных состояниях и характеристики распада нагретых ядер внесли работы В.Струтинского, А.Игнатюка, В.Пашкевича, А.Собичевского и других авторов. Выводы и заключения, сформулированные в перечисленных работах, хорошо известны (см., например, [2–5]), а полученные в них математические соотношения широко используются в большинстве расчетных программ. Поэтому едва ли имеет смысл обсуждать эти работы снова.

Представляется, что более интересно и полезно рассмотреть и проанализировать другой аспект проблемы — в какой степени использование статистической модели можно считать экспериментально обоснованным, т.е. в какой мере она способна непротиворечиво описать все известные к настоящему времени экспериментальные факты или их значительную часть. Однако, прежде чем перейти к анализу, сделаем несколько общих замечаний.

Использование любого из вариантов статистического подхода для интерпретации и описания экспериментальных результатов требует знания численных величин для многих ядерных данных, которые зачастую отсутствуют (особенно для нагретых или сильнонейтронодефицитных ядер) и поэтому заменяются модельными параметрами. При определении величин модельных параметров представляется чрезвычайно важным взять для анализа как можно более полный базис экспериментальных данных, так как на вопрос о реалистичности параметров, используемых в расчетах, можно ответить только на основе анализа большого массива данных. Одна из основных задач такого анализа состоит в том, чтобы четко выделить ту совокупность экспериментальных данных, которая может быть достаточно полно и непротиворечиво описана в рамках классической статистической модели с ее минимальным набором требований к процессу, а именно, чтобы процесс был полностью термализован и соотношения между различными модами распада определялись только их статистическими весами в фазовом пространстве.

Этот вопрос был рассмотрен нами в ранних работах при анализе экспериментальных данных по дисперсиям массовых и зарядовых распределений осколков деления тяжелых возбужденных ядер, которые находились в определенном противоречии со статистической моделью. Из анализа угловых распределений осколков деления было показано, что в седловой точке для возбужденных делящихся ядер существует термодинамическое равновесие по всем степеням свободы. Чтобы статистический подход был применим к распределению конечных продуктов деления, необходимо сохранение подобной ситуации на всем пути, вплоть до момента разрыва ядра на два осколка. Поэтому возникают ограничения на допустимые соотношения характерных времен поступательного деформационного движения и вращательного движения, асимметричных колебаний, дипольных колебаний и др. Кроме того, было предложено при расчете величин дисперсий распределения продуктов деления по массе, энергии и заряду учитывать нестационарность разрыва шейки, соединяющей два осколка, а следовательно, наличие набора линий разрыва

и конечную толщину шейки. Было показано, что характерное время асимметричных колебаний по порядку величины сравнимо со временем спуска, и при расчете дисперсий распределения осколков деления по массе необходимо использовать эффективные жесткости для асимметричных колебаний, усредненные по всему пути от седла до момента разрыва. Модель, основанная на случайном разрыве шейки, позволила получить абсолютные величины зарядовых дисперсий осколков деления и описать их энергетическую зависимость от Z и A компаунд-ядра (см. работы [6,7] и ссылки в них).

Одним из наиболее интересных результатов, полученных в последнее время, является обнаружение важной роли эффектов диссипации (ядерной вязкости) в делении под действием тяжелых ионов, особенно при описании массовых и энергетических распределений осколков деления. Измерение этих характеристик при делении тяжелых ядер, т.е. в случае, когда седловая фигура и точка разрыва достаточно удалены друг от друга, может дать уникальный вклад в понимание ядерной динамики. Вместе с тем следует заметить, что и в этом случае при анализе экспериментальных данных неизбежно использование расчетов по какому-либо из вариантов статистической модели, и надо иметь экспериментальные доказательства корректности его использования в исследуемой области ядер.

Вернувшись к современному состоянию модельного описания процессов образования и распада возбужденных компаунд-ядер, можно отметить, что в настоящее время существует ряд стандартных моделей и программ расчета, как статистического, так и динамического характера, которые используются для анализа разными авторами. К сожалению, в них часто применяются диаметрально противоположные по физическому смыслу наборы модельных параметров, включая соотношение времен жизни по различным каналам распада, что приводит к большому разнобою в выводах и заключениях даже при анализе одного и того же экспериментального массива данных, особенно в случаях, когда анализ проводится на ограниченном экспериментальном материале (например, анализируются отдельно сечения деления, или среднее число нейтронов на акт деления, или угловые распределения осколков деления). С другой стороны, к настоящему времени уже имеется обширный и разнообразный экспериментальный материал, позволяющий сделать выводы о реальных возможностях статистической модели в применении к распаду возбужденных делящихся компаунд-ядер. В обзоре мы старались, в основном, рассматривать и обсуждать экспериментальные данные, полученные в последние 10–12 лет и поэтому не попавшие в предыдущие обзоры с близкой тематикой.

В заключение несколько слов о выбранной последовательности в изложении материала. В следующем разделе обзора дано краткое описание используемого нами варианта статистической модели, обоснован выбор величин модельных параметров и приведены основные математические соотношения,

использующиеся в расчетах. В третьем разделе приведены результаты анализа экспериментальных данных по делению доактинидных ядер. Обсуждаются чувствительность различных делительных характеристик к выбранному набору параметров и проблема выбора критического углового момента при анализе деления компаунд-ядер. Делаются предложения по дальнейшему развитию экспериментальных исследований в этой области ядер. В четвертом разделе обсуждаются результаты исследования испарительных каналов девозбуждения компаунд-ядер с $83 \leq Z \leq 98$. Показана применимость статистического подхода к распаду ядер с энергией возбуждения вплоть до 160 МэВ. Обсуждается влияние оболочечных эффектов на характеристики распада и дается обоснование выбора минимального набора универсальных параметров, используемых при анализе. Из анализа числа предделительных нейтронов делаются выводы о соотношении времен деления и испарения частиц. В пятом разделе обсуждается статистическая модель испарения кластеров из возбужденных компаунд-ядер. Показан вклад различных ступеней нейтронного испарительного каскада в полный выход кластеров, проанализировано влияние оболочечных эффектов и деформации ядер на выход кластеров. В последнем разделе проанализированы закономерности в поведении сечений образования трансфермиевых элементов в реакциях горячего слияния и сделаны оценки сечений образования новых сверхтяжелых ядер, в том числе в реакциях с ионами ^{48}Ca .

2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

2.1. Физическая картина. Из самых общих соображений процессы, идущие с образованием компаунд-ядра, можно разделить на три стадии: а) образование промежуточной возбужденной системы; б) формирование компаунд-ядра; в) девозбуждение компаунд-ядра. Основными каналами девозбуждения ядра являются последовательное испускание (испарение) частиц или фрагментов (кластеров), а также деление.

В соответствии с принципами статистической физики мы считаем, что вероятность определенного конечного состояния системы пропорциональна его статистическому весу. Отметим, что, в отличие от динамических моделей, в которых конечные состояния системы находятся по известным начальным условиям, в статистической модели перебираются все возможные конечные состояния и рассчитываются их относительные вероятности. При этом пренебрегают различием матричных элементов, описывающих переходы из начального состояния в специфические конечные, с учетом принципа детального равновесия. Согласно этому принципу вероятность перехода W_{12} системы из начального состояния в конечное связана с вероятностью обращенного во времени перехода W_{21} соотношением $W_{12}/\rho_2 = W_{21}/\rho_1$, где ρ_1 и ρ_2 — плотность

соответствующих состояний системы. Зная вероятности для различных каналов девозбуждения составного ядра, можно вычислить средние значения для

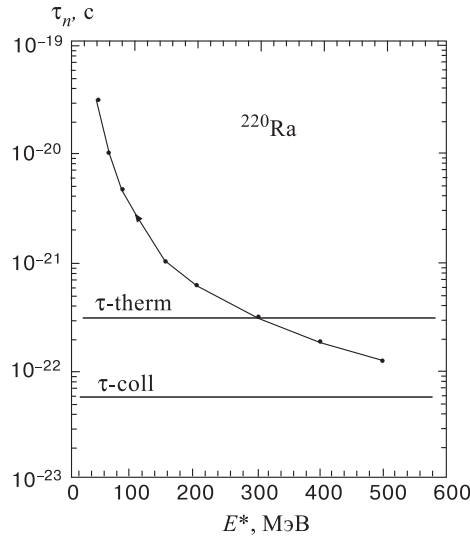


Рис. 1. Время испарения нейтронов при различных энергиях возбуждения и время термализации компаунд-ядра

любоых измеряемых физических величин (средняя множественность данного типа частиц, средняя масса, заряд, кинетическая энергия осколков деления и т.д.). Ясно, что такой подход оправдан только до тех энергий возбуждения, когда между актами испускания частиц проходит время, достаточное для релаксации ядра к новому равновесному состоянию (на рис. 1 приведено сравнение времени испарения нейтрона при различных энергиях возбуждения и времени, необходимого для термализации компаунд-ядра). Простейшие оценки показывают, что это условие нарушается только тогда, когда энергия возбуждения компаунд-ядра при пересчете на один нуклон становится одного порядка с энергией связи нуклона. Для реакций с полной передачей импульса ограничения, связанные с временем, необходимым для образования компаунд-ядра (нижняя линия на рис. 1), наступают только вблизи границы Ферми, т.е. при энергиях налетающих ионов, близких к $\sim 20 \div 30$ МэВ/нуклон.

2.2. Сечения образования компаунд-ядер. Механизм образования компаунд-ядра достаточно сложный, и существует большое число работ, посвященных этой теме. Так как в данной работе основное внимание уделено процессам девозбуждения компаунд-ядра, то мы рассмотрим только вопросы, связанные с критическим угловым моментом для образования составного ядра и учетом связи каналов, при исследовании подбарьерного слияния. В общем случае парциальное сечение образования компаунд-ядра можно записать в следующем виде:

$$\sigma_\ell = \pi\lambda^2(2\ell + 1)T_\ell P_\ell, \quad (1)$$

где T_ℓ есть коэффициент прохождения, а P_ℓ — вероятность образования компаунд-ядра после прохождения через барьер. Для одномерного барьера

слияния в параболической аппроксимации коэффициент прохождения может быть записан как

$$T_\ell = \left(1 + \exp \left[\frac{2\pi}{\hbar\omega_\ell} (V_{b\ell} - E) \right] \right)^{-1}, \quad (2)$$

где $V_{b\ell}$ — высота барьера взаимодействия, включающего в себя ядерный, кулоновский и центробежный потенциалы, а $\hbar\omega_\ell$ — кривизна этого барьера для ℓ -й парциальной волны. Обычно в расчетах в качестве ядерного потенциала мы использовали действительную часть оптического потенциала в форме Саксона — Вудса или в форме, предложенной Иго:

$$\hbar\omega_\ell = \left| \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2 V_{b\ell}}{dr^2} \right|_{r=R_{b\ell}}^{1/2}. \quad (3)$$

Известно, что, если не возникает ограничений по угловому моменту, то суммирование по всем парциальным сечениям должно приводить к полному сечению образования компаунд-ядра. Однако при возрастании энергии падающего иона увеличивается вклад реакций неполного слияния, и поэтому обычно суммирование проводят до некоторого критического момента, после которого компаунд-ядро уже не образуется. Для определения величины ℓ_{cr} вводятся различные физические модели, основанные на наличии кармана в суммарном потенциале взаимодействия, равенстве сил ядерного притяжения сумме кулоновского взаимодействия и центробежного отталкивания, существовании критической дистанции и других (см. работу [8] и ссылки в ней). Не останавливаясь на деталях, отметим, что в [9] нами также была предложена модель для определения ℓ_{cr} .

Рассмотрим теперь коэффициент P_ℓ , характеризующий вероятность образования компаунд-ядра после прохождения через барьер. В приближении резкого обрезания (например, модель потенциального кармана) считается, что $P_\ell = 1$ при $\ell \leq \ell_{cr}$. Другими словами, наличие потенциального кармана всегда приводит к слиянию с образованием компаунд-ядра, и этот процесс не зависит от глубины кармана. В случае отсутствия кармана образование компаунд-ядра не происходит, и таким образом определяется ℓ_{cr} . Вместе с тем при переходе к более тяжелым компаунд-ядрам или к более симметричным партнерам взаимодействия потенциальный карман становится менее глубоким, и процессы типа квазиделения начинают играть существенную роль. В работе [9] мы ввели зависимость функции P_ℓ от глубины потенциального кармана и показали, что учет этого фактора одновременно улучшает согласие сечений деления и угловых распределений осколков деления для доактинидных ядер.

При анализе реакций, проходящих вблизи или ниже барьера взаимодействия, необходимо учитывать возможные эффекты усиления сечения образования компаунд-ядра, связанные со статической деформацией ядер-партнеров,

возможной связью каналов вибрационных и ротационных возбуждений или реакций передач с каналом захвата ядер в основном состоянии. В простейшем виде формулу для коэффициентов прохождения можно представить как в случае проницаемости через одномерный барьер, но с учетом усреднения по флуктуирующим радиусам ядер партнеров:

$$T_{\ell}(E) = \int \int T_{\ell}(E, R_1, R_2) W(R_1, R_2) dR_1 R_2. \quad (4)$$

2.3. Основные соотношения для ширин распада компаунд-ядер в статистической модели. Наиболее важной величиной при вычислении ширин распада компаунд-ядра в статистической модели является плотность уровней. Мы будем использовать модель ферми-газа, которая благодаря простоте и универсальности широко используется при анализе и систематике данных о различных характеристиках распада возбужденных компаунд-ядер. В рамках статистического подхода плотность уровней можно записать следующим образом:

$$\rho(Z, N, E^*) = k_{\text{rot}} k_{\text{vib}} \frac{\sqrt{\pi}}{24a^{1/4} E^{*5/4}} \exp(2\sqrt{aE^*}), \quad (5)$$

где a — параметр плотности уровней, с феноменологическим учетом оболочечных эффектов по Игнатьюку (см., напр., монографию [1] и ссылки в ней)

$$a_{\nu}(E^*) = \tilde{a} \left(1 + \frac{[1 - \exp(-E^*/D)] \Delta W_{\nu}(A, Z)}{E^*} \right), \quad (6)$$

$\tilde{a} = 0,11A - 6,3 \cdot 10^{-5} A^2$, E^* — энергия возбуждения составного ядра, а $W_{\nu}(A, Z)$ — оболочечная поправка к массе ядра, образовавшегося после испускания частицы ν , $D = 18,5$ МэВ — общепринятая величина для «длины ослабления» оболочечных эффектов, k_{rot} и k_{vib} — коэффициенты ротационного и вибрационного усиления плотности уровней. В большинстве расчетов мы не учитывали этих коэффициентов, так как введение каждого из них требует как минимум трех дополнительных произвольных параметров. В дальнейшем мы остановимся на этом более подробно при анализе реальных экспериментов. Через параметр плотности уровней удобно также описывать связь энергии возбуждения с температурой и энтропией рассматриваемой системы: $E^* = at^2$ и $S = 2(aE^*)^{1/2}$.

Расчет испарительных ширин в статистической модели основывается на формализме Вайскопфа и Эвинга. Мы несколько модифицировали эту модель, допуская возможность испарения, наряду с нуклонами, α -частиц и более тяжелых фрагментов. Это позволило нам провести детальный анализ возможности испарения кластеров из нагретых ядер. Испарительные ширины рассчитывались по формуле

$$\Gamma_{\nu}^{\ell}(E) = \frac{(2\ell + 1)(2S_{\nu} + 1)m_{\nu}}{2\pi^2\rho_c(E_c)} \int_0^{E^*} \sigma_{\nu}(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon \times \\ \times \int_0^{E^* - \varepsilon} \rho_2(E^* - E'(\ell) - \varepsilon)\rho_1(E')dE', \quad (7)$$

где $E^* = E - E_{\nu} - E_{\text{rot}}^{\ell}$ — энергия возбуждения, распределяемая между фрагментами из условия постоянства температуры, ρ_1 и ρ_2 — плотности конечных состояний для фрагмента и остаточного ядра, m_{ν} , S_{ν} и E_{ν} — приведенная масса, спин и энергия связи частицы ν , а $\sigma_{\nu}(\varepsilon)$ — сечение обратной реакции захвата частицы ν с энергией ε с дочерним ядром. Для нуклонов и α -частиц сечения обратной реакции рассчитывались по оптической модели, для более тяжелых фрагментов — в модели резкого края.

Для того чтобы испытать деление, сферическое ядро должно вначале вытянуться, затем принять форму эллипсоида или фигуры с шейкой (седловая конфигурация) и уже в точке разрыва разделиться на два осколка. Для описания процесса деления необходимо знать зависимость потенциальной энергии ядра от коллективных переменных. В последнее время для описания этой зависимости используется макро-микроскопическая модель, предложенная Струтинским (см. работу [2] и ссылки в ней):

$$V = E_{\text{macr}}(\beta_{\lambda}) + \delta E_{\text{shell}}(\beta_{\lambda})\delta E_{\text{pair}}(\beta_{\lambda}, \Delta). \quad (8)$$

Для макроскопической части используется модель Краппе — Никса [10], а оболочечная и парная поправки рассчитываются на основе одночастичного спектра в потенциале Саксона — Вудса, β_{λ} — набор деформационных параметров (в первом приближении квадрупольная и октупольная деформации), Δ — энергетическая щель, связанная с парной энергией.

Делительная ширина рассчитывалась по классической формуле Бора и Уиллера

$$\Gamma_f^{\ell}(E) = \frac{2\ell + 1}{2\pi\rho_c(E_c)} \int_0^{E - E_{\text{rot}}^{sp}(\ell) - B_f(\ell)} \rho_f(E - E_{\text{rot}}^{sp}(\ell) - B_f(\ell) - \varepsilon)d\varepsilon, \quad (9)$$

где $E_{\text{rot}}^{sp}(\ell)$ является ротационной энергией в седловой точке, а $B_f(\ell)$ — барьер деления ядра. В нашей модели полный барьер деления вычислялся как сумма величин его жидкокапельной и оболочечной компонент по формуле

$$B_f(\ell) = CB_f^{ld}(\ell) + \Delta W^{\text{exp}}, \quad (10)$$

где C — свободный параметр, B_f^{ld} — барьер деления в модели вращающейся жидкой капли CPS, ΔW^{exp} — поправка к барьеру деления составного ядра,

равная оболочечной поправке к массе его основного состояния. В барьере деления мы пренебрегали малой величиной оболочечной поправки в седловой точке, что хорошо выполняется при анализе доактинидных ядер, где деформация ядра в седловой точке велика, и сверхтяжелых ядер, где весь барьер деления связан с оболочечной поправкой в основном состоянии.

Известно, что компаунд-ядра, образованные в реакциях с тяжелыми ионами, наряду с высокой энергией возбуждения имеют также большой угловой момент. Это обстоятельство приводит к заметной анизотропии осколков деления. Традиционно угловые распределения осколков деления описываются в статистической модели переходного состояния для седловой точки (или точки разрыва), предложенной О.Бором и развитой В.Струтинским и И.Халперном. В таком подходе вероятность для компаунд-ядра разделиться под определенным углом по отношению к его оси симметрии зависит от углового момента и момента инерции в переходном состоянии. Это приводит к определенной функциональной зависимости от величины $\ell^2 \sin^2 \theta / 4K_0^2$, где K_0^2 — полуширина распределения проекции момента на ось деления:

$$K_0^2 = \frac{1}{\hbar^2} T J_{\text{eff}},$$

T — температура ядра, а J_{eff} — эффективный момент инерции в седловой точке:

$$\frac{1}{J_{\text{eff}}} = \frac{1}{J_{\parallel}} - \frac{1}{J_{\perp}},$$

J_{\parallel} и J_{\perp} — моменты инерции относительно осей симметрии ядра — параллельный и перпендикулярный моменты соответственно.

3. ДЕЛЕНИЕ ДОАКТИНИДНЫХ КОМПАУНД-ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Исследования доактинидных ядер являются прекрасным тестом для анализа различных модельных предположений, используемых для описания деления ядер. В этой области ядер сечение деления составляет относительно малую часть от полного сечения реакции. Как результат, исследуемые характеристики являются чувствительными к основным параметрам, определяющим сечения деления ядра. Изучение деления компаунд-ядер вблизи $Z = 82$ и $N = 126$ позволяет исследовать влияние оболочечных эффектов на характеристики распада компаунд-ядер в зависимости от энергии возбуждения и углового момента.

3.1. Сечения и угловые распределения осколков деления. В работах [9, 11] нами были измерены и проанализированы сечения деления и угловые распределения осколков для 25 компаунд-ядер в диапазоне от ^{124}Ba до

^{210}Po и в широкой области энергий возбуждения. Анализ полученных результатов, выполненный в рамках статистической модели, позволил получить хорошее описание экспериментальных данных и сделать определенные физические выводы. При анализе использовались следующие формулы для расчета полных сечений деления и угловых распределений:

$$\sigma_f = \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{cr}}} \sigma_{\ell} \sum_{i=0}^m \frac{\Gamma_{fi}^{\ell}}{\Gamma_{fi}^{\ell} + \sum_{\nu=n,p,\alpha} \Gamma_{\nu i}^{\ell}} \prod_{k=0}^{i-1} \sum_{\eta=n,p,\alpha} \frac{\Gamma_{\eta k}^{\ell}}{\Gamma_{fk}^{\ell} + \sum_{\nu=n,p,\alpha} \Gamma_{\nu k}^{\ell}}, \quad (11)$$

$$W(\theta) \simeq \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{cr}}} (2\ell + 1) \sum_{i=0}^m \sigma_f(\ell_i, N_i, Z_i) I_0\left(\frac{\ell_i^2 \sin^2 \theta}{4K_{0i}^2}\right) \exp\left(-\frac{\ell_i^2 \sin^2 \theta}{4K_{0i}^2}\right), \quad (12)$$

где ℓ_{cr} — максимальный или критический угловой момент, N_i и Z_i — числа нейтронов и протонов в соответствующем дочернем ядре, ℓ_i — угловой момент дочернего ядра после вылета нейтрона, протона и α -частицы соответственно. В формулах (11) и (12) m — число предшествующих делению ступеней испарительного каскада.

В отличие от большинства других работ, в которых учитывался только жидкокапельный барьер деления, основными параметрами в рамках нашего подхода являлись: характер функциональной зависимости полного барьера деления и его абсолютная величина; отношение параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах девозбуждения (обычно в этой области ядер величина отношения \tilde{a}_f/\tilde{a}_n принималась равной 1,1÷1,3); величина ℓ_{cr} , в выборе которой также существовал определенный произвол. Проведенный анализ показал, что для слабоделящихся ядер расчетная делительная ширина очень сильно зависит от выбранного значения критического углового момента и вида распределения образующихся компаунд-ядер по угловым моментам, особенно при небольших энергиях возбуждения. С увеличением энергии возбуждения полные сечения деления начинают также сильно зависеть от величины отношения \tilde{a}_f/\tilde{a}_n . Большой объем экспериментальных данных, имевшийся в нашем распоряжении, позволил детально проанализировать и установить допустимые пределы изменения указанных величин и их влияние на расчетные дифференциальные, интегральные сечения и угловые распределения осколков деления. Наилучшее согласие расчетов со всей совокупностью экспериментальных данных было достигнуто при численных значениях для коэффициента $C \sim 0,85$ и отношения $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n \sim 1,05$. Для иллюстрации полученной при этом степени согласия в описании экспериментальных данных на рис. 2 и 3 приведено сравнение расчетных и экспериментальных сечений деления и угловых распределений осколков для некоторых из изученных реакций. На рис. 4 приведено сравнение значений

полных барьеров деления (для изотопов свинца) и их жидкокапельных компонентов, полученных из анализа экспериментальных данных, с величинами

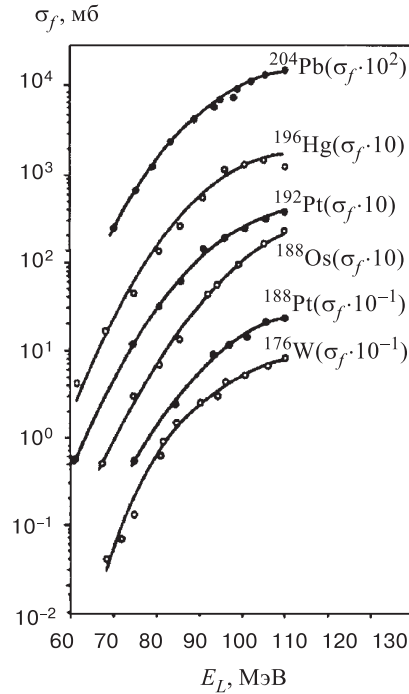


Рис. 2. Делительные функции возбуждения для компаунд-ядер в диапазоне от W до Pb, измеренные в реакции ($^{12}\text{C}, f$). Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета (по оси абсцисс — энергия ионов углерода в лаб. системе координат)

барьеров, извлекаемых из столь различных экспериментов, свидетельствует, что статистическая модель правильно описывает основные характеристики делительной моды распада компаунд-ядер в широком диапазоне изменения их энергий возбуждения и угловых моментов.

Наряду с определением абсолютных величин барьеров деления, была предпринята попытка экспериментально определить вид изоспиновой зависимости поверхностной энергии ядра и, соответственно, жидкокапельных барьеров деления. Для этого в работе [12] были измерены функции возбу-

ждения барьеров для тех же ядер, рассчитанных по модели жидкой капли с использованием параметризации Майрса — Святецкого [13]. Как следует из рисунка, расчетная кривая хорошо согласуется с экспериментом в области значений $Z^2/A = 28 \div 32$, где оболочечные поправки относительно малы. В области значений $Z^2/A = 32 \div 35$ полные барьеры деления перестают уменьшаться и практически имеют постоянную величину, что связано с быстрым ростом величин оболочечных поправок по мере приближения к дважды магическому ядру ^{208}Pb .

Отдельно следует подчеркнуть, что величины барьеров деления, полученные из анализа характеристик делительной моды распада в реакциях с тяжелыми ионами, хорошо согласуются с данными, полученными при исследовании делительной моды распада доактинидных компаунд-ядер в реакциях с легкими частицами — протонами, дейтронами и α -частицами [5]. В обоих случаях для анализа экспериментальных данных использовалась статистическая модель, но в реакциях с тяжелыми ионами мы имеем дело со значительно большим диапазоном энергий возбуждения и, тем более, угловых моментов. Хорошее согласие величин ба-

ждения деления для пяти компаунд-ядер свинца (^{199}Pb , ^{200}Pb , ^{201}Pb , ^{202}Pb и ^{204}Pb), полученных в реакциях $\text{Os}(^{12}\text{C}, f)$ на мишенях из разделенных изотопов осмия высокого обогащения. Извлеченные из анализа экспериментальных данных величины для жидкокапельных барьеров деления вместе с данными из работы [5] (черные точки) приведены во вставке на рис. 4. Там же сплошной линией показаны значения для жидкокапельных барьеров, предсказываемые капельной моделью со стандартным значением коэффициента k при изоспиновом члене: $k = 1,78$. Как видно из рисунка, использование в расчетах более высоких значений для коэффициента k (например, $k = 3,0$ из [10]) может улучшить согласие с экспериментом. Однако делать из этого факта однозначный вывод преждевременно, так как жидкокапельные барьеры для исследованных изотопов свинца получаются при вычитании из полного барьера довольно значительной оболочечной поправки и поэтому точность их определения не очень велика.

Используя результаты измерений делительных функции возбуждения для пяти изотопов свинца и практически свободные от модельных предположений математические соотношения, можно получить экспериментальные величины сечений деления на каждой из ступеней испарительного каскада. Так как для компаунд-ядер свинца отношение $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}} \sim 0,95$, то основной вклад в эмиссионное деление вносит деление после испарения нейтронов. Поэтому из выражения (11) можно получить следующее соотношение:

$$\sum_{i=0}^k \sigma_f^i = \frac{\sigma_f^{\text{exp}}(A, E)\sigma_c(A - k - 1, E_k) - \sigma_f^{\text{exp}}(A - k - 1, E_k)\sigma_c(A, E)}{\sigma_c(A - k - 1, E_k) - \sigma_f^{\text{exp}}(A - k - 1, E_k)}, \quad (13)$$

где $\sum_{i=0}^k \sigma_f^i$ — сумма сечений деления исходного и дочерних ядер, образующихся в процессе испарения k нейтронов, E_k — энергия возбуждения дочерних ядер. В соотношении (13) входят только экспериментальные сечения деления σ_f^{exp} и хорошо известные сечения образования составных ядер в реакциях с ионами углерода. При наличии функций возбуждения деления

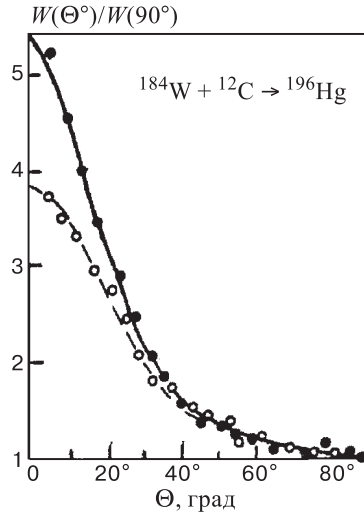


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные угловые распределения осколков деления компаунд-ядра ^{196}Hg для двух значений энергии ионов углерода: 106 МэВ (черные точки и сплошная линия); 60 МэВ (светлые кружки и пунктирная линия)

для цепочки изотопов компаунд-ядер одного элемента из соотношения (13) можно рассчитать сумму сечений деления любого числа дочерних ядер, и, следовательно, сечения каждого из них в отдельности. На рис. 5 представлены экспериментальные и расчетные функции возбуждения деления пяти

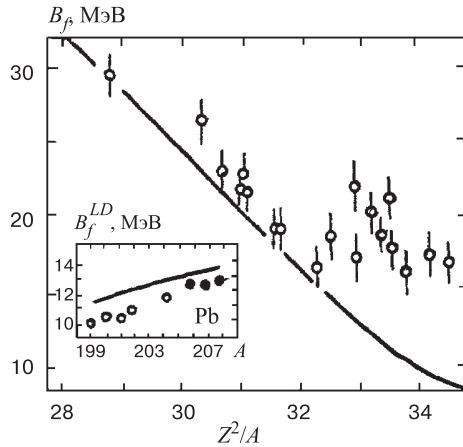


Рис. 4. Зависимость барьеров деления от параметра делимости Z^2/A : светлые точки — экспериментальные данные, кривые — барьеры деления, рассчитанные по модели жидкой капли

компаунд-ядер свинца, на рис. 6 — экспериментальные сечения доэмиссионного деления для трех компаунд-ядер $^{200,201,202}\text{Pb}$. Для наглядности они представлены в виде отношения $\sigma_f^0/\sigma_f^{\text{exp}}$, где σ_f^0 — сечение доэмиссионного деления, а σ_f^{exp} — полное сечение деления того же ядра. Как видно из рисунка, при энергиях возбуждения ~ 90 МэВ отношение $\sigma_f^0/\sigma_f^{\text{exp}}$ составляет величину $\sim 20\%$ и увеличивается до 70% при уменьшении энергии возбуждения до $40 \div 50$ МэВ. Ранее, для компаунд-ядер, полученных в реакциях с тяжелыми ионами, подобной информации не существовало. Удовлетворительное согласие результатов расчетов с измеренными полными и парциальными сечениями эмиссионного деления является допол-

нительным подтверждением справедливости использованных в статистической модели предположений о влиянии оболочечных эффектов на основные характеристики процесса деовозбуждения компаунд-ядер.

Интересную дополнительную информацию о форме ядра в переходном состоянии удалось получить из анализа угловых распределений осколков деления компаунд-ядер, полученных в реакциях неполного слияния. Измерение угловых распределений осколков деления, в совпадении с легкой заряженной частицей, вылетающей под малым углом по отношению к направлению пучка ионов, позволяет изучать угловые распределения осколков практически вплоть до 180° в системе центра масс и более надежно определять их отклонение от функции вида $1/\sin\theta$. Так, например, угловые распределения осколков деления в реакциях $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, f)$ и $^{197}\text{Au}(^{22}\text{Ne}, \alpha f)$ были исследованы в работе [14] (результаты приведены на рис. 7). Каждое угловое распределение нормировано на сечение деления под углом 90° в соответствующей системе центра масс. Угловое распределение осколков деления компаунд-ядра ^{219}Ac , рассчитанное с учетом вкладов эмиссионного деления,

хорошо согласуется с экспериментальным при отношении $J_{\text{sph}}/J_{\text{eff}} = 1, 2$, в то время как для реакции неполного слияния наблюдается anomalно большая угловая анизотропия, которая не объясняется в рамках традиционной модели и указывает на то, что в случае реакции неполного слияния величина K_0^2 не достигает своей равновесной величины.

В заключение раздела заметим, что анализ делительных функций возбуждения и угловых распределений осколков деления, сделанный для доактинидных компаунд-ядер, позволил получить ответы на ряд вопросов, связанных с механизмом их девозбуждения, и определить допустимый диапазон варьирования численных значений для основных параметров статистической модели и их влияние на расчетные дифференциальные и интегральные сечения, а также угловые распределения осколков деления. В отличие от распространенного мнения о достаточности использования для описания процессов, протекающих в реакциях с тяжелыми ионами, только жидкокапельной модели была показана необходимость учета оболочечных эффектов как в плотности уровней, так и в барьере деления. Только с учетом оболочечных эффектов возможно правильное теоретическое описание функции возбуждения делительной моды распада, сечений испарительных каналов и среднего числа предделительных нейтронов [15,16] (подробно этот вопрос будет рассмотрен в следующем разделе). Показана необходимость учета эмиссионного деления в расчетах сечений деления и в анализе угловых распределений осколков. Вместе с тем также установлено, что сильное влияние углового момента на делительные характеристики компаунд-ядра приводит к значительной неопределенности в выборе численных значений для основных параметров статистической модели, и для их определения необходимы дополнительные данные, которые можно получить при исследовании сечений образования ядер-продуктов в xn -, pxn - и αxn -каналах девозбуждения компаунд-ядер или при изучении каналов распада с испусканием кластеров. Этим вопросам и будут посвящены два следующих раздела.

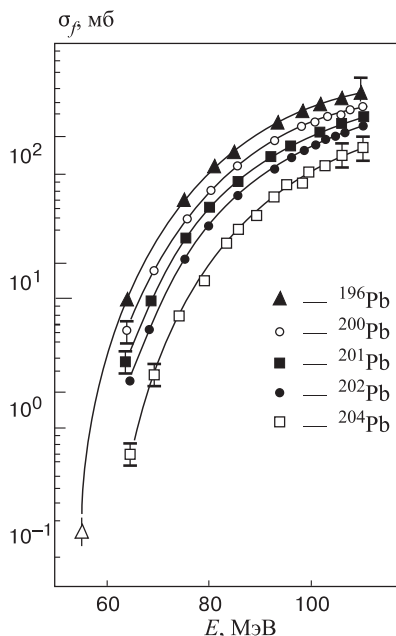


Рис. 5. Экспериментальные и расчетные делительные функции возбуждения для пяти различных компаунд-ядер свинца, полученных в реакции с ионами углерода

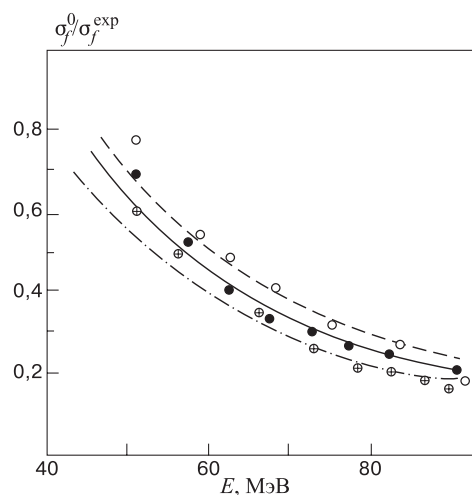


Рис. 6. Зависимость отношения сечения доэмиссионного деления к полному сечению деления для трех компаунд-ядер $^{200,201,202}\text{Pb}$ от энергии возбуждения. Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчетов

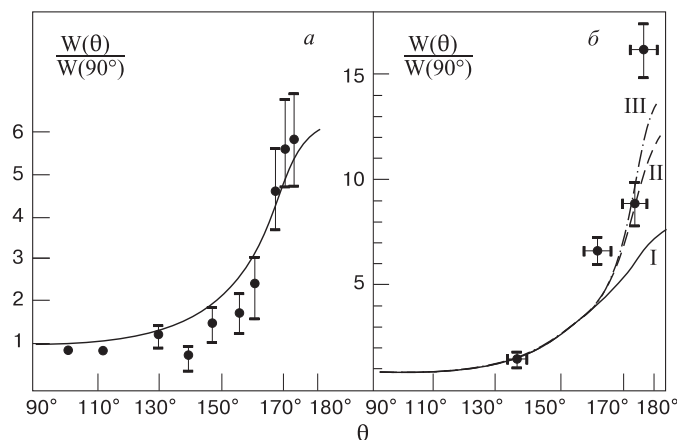


Рис. 7. Угловые распределения осколков деления в случаях реакций: а) полного, б) неполного слияния

4. СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ПРОДУКТОВ В ОБЛАСТИ ДЕЛЯЩИХСЯ КОМПАУНД-ЯДЕР С $Z \sim 83 \div 92$

В последнее время появилось много новых данных о характеристиках испарительных каналов при распаде компаунд-ядер с $Z \simeq 83 \div 92$, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами. В данной области ядер дели-

тельный канал девозбуждения уже является доминирующим, и поэтому даже небольшие изменения величин делительных параметров нуклидов приводят к существенному изменению вероятности распада по другим, конкурирующим каналам. Большая удаленность образующихся в реакциях ядер от линии β -стабильности и быстрое уменьшение жидкокапельного барьера деления с ростом Z делают экспериментальные данные в этой области критичными к параметрам модели, определяющим зависимость барьера деления от зарядового и массового чисел нуклида, а также степени нейтронного дефицита. Кроме того, сечения образования испарительных продуктов с числами нейтронов, близкими к $N \simeq 126$, должны быть весьма чувствительными к оболочечным эффектам в делительном и испарительном каналах, поскольку расчетные величины оболочечных поправок для нуклидов с числом нейтронов, близким к магическому, равны или даже несколько превышают жидкокапельный барьер деления. Дополнительный интерес к исследованиям в данной области ядер придает также имеющиеся здесь хорошие экспериментальные возможности для изучения характеристик распада компаунд-ядер вплоть до предельных температур с использованием чисто нейтронного канала испарения в случае нейтроноизбыточных ядер или чисто протонного канала испарения для протоноизбыточных ядер. И, наконец, достаточно подробный набор данных в этой области ядер можно использовать как хорошую базу для разработки количественных подходов в оценках сечений образования сверхтяжелых ядер в реакциях полного слияния, в том числе в реакциях с ионами ^{48}Ca .

4.1. Экспериментальные данные и результаты анализа. Основной массив экспериментальных данных для этой области ядер получен сравнительно недавно (в течение 6–8 последних лет) в исследованиях, проведенных в ЛЯР ОИЯИ. Поэтому вначале кратко остановимся на использовавшейся в этих экспериментах методике.

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались пучки ионов $^{20,22}\text{Ne}$, $^{24,26}\text{Mg}$, ^{27}Al , ^{31}P , ^{35}Cl , ^{40}Ar и ^{40}Ca . Продукты реакций полного слияния отделялись от продуктов реакций глубоконеупругих передач и бомбардирующих ионов с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА. Это трехступенчатый электростатический сепаратор с телесным углом захвата 15 мср и полосой пропускания $\pm 10\%$ по электрической жесткости. При быстродействии, близком к одной микросекунде, он обеспечивает эффективное разделение продуктов реакций полного слияния, продуктов реакций передач и бомбардирующего пучка ионов. Эффективность сепарации продуктов полного слияния зависит от массы бомбардирующего иона и для компаунд-ядер с $A \geq 200$ меняется от 3% (для реакций с ионами кислорода) до 25% для реакций с ионами аргона и кальция. Регистрация ядер отдачи и измерение энергий их α -распадов осуществлялись в фокальной плоскости сепаратора детектирующей системой из

двух широкоапертурных времяпролетных детекторов с временным разрешением 0,5 нс и восьмистрипового полупроводникового детектора с полным размером 50×70 мм и разрешением 30 кэВ для α -частиц с энергией в диапазоне от 6 до 9 МэВ. Идентификация нуклида проводилась по энергии его α -распада и функции возбуждения. В проведенных экспериментах были измерены функции возбуждения для xn -, pxn - и αxn -каналов девозбуждения компаунд-ядер $^{191,193,199}\text{Bi}$, $^{200,202}\text{Po}$, $^{199,205,207}\text{At}$, $^{210,212,216,218,220}\text{Ra}$, ^{212}Rn , $^{217,219}\text{Ac}$, $^{221,223,225,227}\text{Pa}$ и $^{228,230}\text{U}$ в области энергий возбуждения от 40 до 160 МэВ (см. работы [17, 18] и ссылки в них).

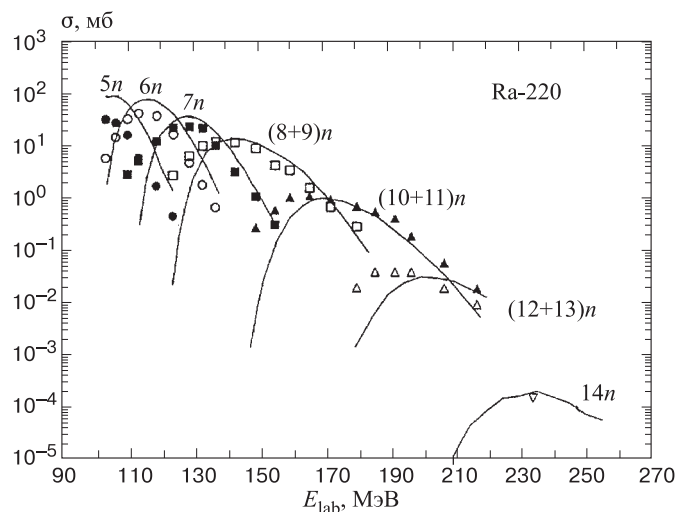


Рис. 8. Функции возбуждения для xn -каналов в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$. Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета по статистической модели с учетом оболочечных эффектов при значениях параметров: $C = 0,63$ и $\bar{a}_f/\bar{a}_v = 1,00$

Представление о характере экспериментальных данных, полученных в этих работах, дает рис. 8, на котором приведены результаты измерений функций возбуждения в xn -канале девозбуждения компаунд-ядра ^{220}Ra , образующегося в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$. Линиями на рисунке показаны результаты расчетов, сделанных по статистической модели. Видно, что расчет хорошо воспроизводит как абсолютные величины сечений в максимумах выходов, так и форму функций возбуждения, хотя такая задача в расчетах не ставилась.

Для сравнения с расчетом мы использовали в первую очередь данные о величинах сечений в максимумах функции возбуждения. Это связано с тем, что таким образом снимаются вопросы, связанные с описанием второстепенных деталей функций возбуждения (например, «хвостов») и поэтому можно более

четко выделить общие закономерности в поведении модели, проявляющиеся при анализе большого массива экспериментальных данных. Во-вторых, при расчетах функций возбуждения для испарительных каналов необходимо знать сечение образования составного ядра, связанное с величинами ℓ_{cr} и $\Delta\ell_{cr}$. Эти величины могут несколько различаться в разных моделях, однако в области делящихся ядер, при энергиях бомбардирующих ионов выше барьера взаимодействия, сечение испарительных реакций в максимуме функций возбуждения практически полностью обусловлено вкладом парциальных волн с $\ell \leq 30 - 40$ [19], то есть существенно меньших, чем ℓ_{cr} в рассматриваемых нами реакциях. Поэтому способ выбора ℓ_{cr} и $\Delta\ell_{cr}$ не влияет на величины сечений образования испарительных продуктов в максимумах функций возбуждения.

Прежде чем остановиться на уже описанном во второй главе обзора варианте статистической модели и универсальном наборе модельных параметров, мы исследовали несколько других вариантов расчета. Прежде всего представлялось интересным определить реальные возможности для чисто жидкокапельного приближения. Вариант расчета с использованием чисто жидкокапельного приближения был предложен достаточно давно и широко использовался при расчетах сечений образования испарительных продуктов, особенно в трансурановой области ядер. Обоснованность использования такого подхода была и остается предметом дискуссии (см., напр., обзор [4]).

В рамках этой дискуссии достаточно интересный результат был получен в работе [20], в которой на примере анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов астатина и полония с $A \approx 200$ было показано, что при фиксированном параметре \tilde{a}_f/\tilde{a}_v расчеты, сделанные в чисто жидкокапельном приближении и в приближении с одновременным уменьшением оболочечных эффектов с ростом энергии возбуждения как в плотности уровней, так и в барьере деления, приводят практически к совпадающим значениям коэффициента $C = 0,9 - 1,0$. Тем самым была в некоторой степени обоснована правомерность использования жидкокапельного приближения при низких энергиях возбуждения для нуклидов с большой величиной оболочечной поправки в случае, если с ростом энергии возбуждения оболочечные эффекты исчезают одновременно как в плотности уровней, так и в барьере деления. Такой вывод является неплохим аргументом для использования жидкокапельного приближения при расчетах сечений образования испарительных продуктов и позволяет рассматривать жидкокапельное приближение как некоторый модельный вариант расчета, описывающий ситуацию, в которой происходит одновременное ослабление оболочечных эффектов в плотности уровней и барьере деления с ростом энергии возбуждения.

На рис. 9 кружками, квадратами и треугольниками изображены измеренные в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ значения сечений для xn - и pxn -каналов де возбуждения в максимумах их выходов в зависимости от числа нуклонов в

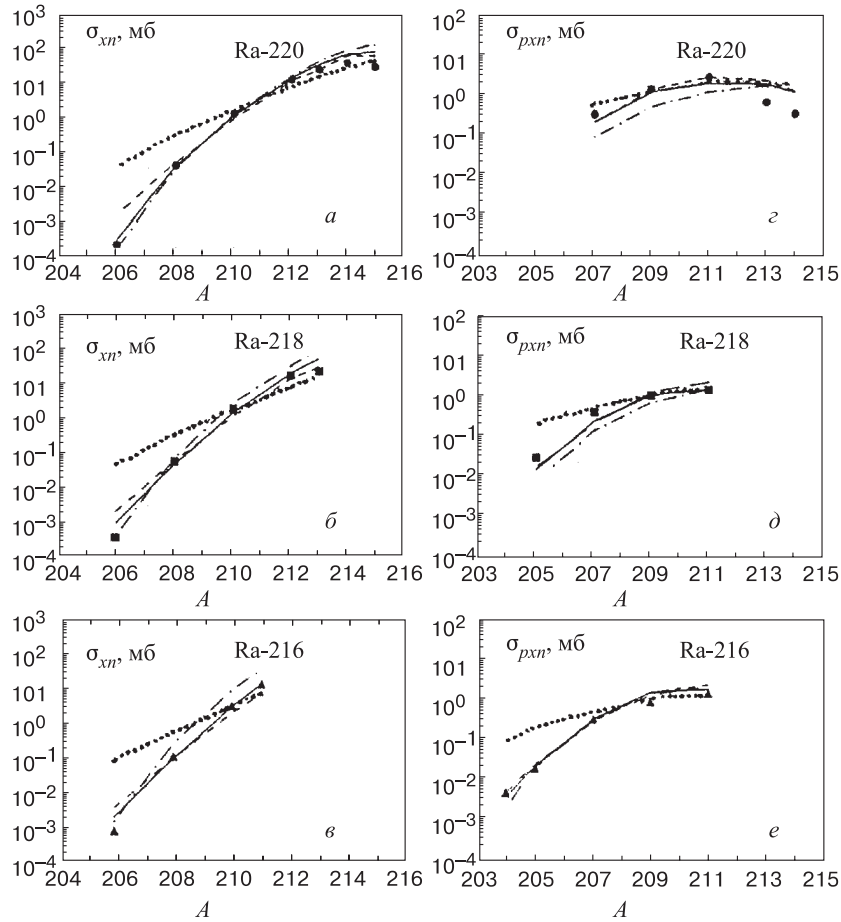


Рис. 9. Сравнение экспериментальных и расчетных величин сечений в максимумах выходов для xn -каналов (слева) и pxn -каналов девозбуждения компаунд-ядер $^{216,218,220}\text{Ra}$. Линиями показаны результаты расчетов при трех значениях параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$: 0,95 (штриховая), 1,00 (сплошная), 1,05 (штрихпунктирная). Пунктиром показаны результаты расчетов, полученные в приближении полного отсутствия оболочечных эффектов

конечном продукте испарительного каскада. Пунктиром показаны результаты расчетов, полученные в чисто жидкокапельном приближении при значениях параметров $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,0$ и $C = 0,9$. Вопрос о выборе правильного значения для параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ мы обсудим ниже, а здесь рассмотрим только возможности капельного и оболочечного подходов при их использовании для описания

сечений. Из рис. 9 следует, что результаты расчетов, учитывающие влияние оболочечных эффектов, правильно воспроизводят относительный ход экспериментальных сечений. Вариант расчета с использованием чисто жидкокапельного приближения приводит к более слабому падению сечений с ростом нейтронного дефицита, чем это следует из эксперимента. Такой характер расхождений результатов расчета с экспериментальными данными является типичным при использовании жидкокапельного приближения, и это неоднократно отмечалось нами ранее при изучении сечений образования нейтронодефицитных изотопов Po, At и Ac [20–22]. К еще большим трудностям приводят попытки описать в рамках чисто жидкокапельного приближения весь полученный в наших экспериментах массив данных (около 15 реакций) о сечениях образования испарительных продуктов от свинца до урана в реакциях с ионами с $A \leq 40$. В этом случае, при условии фиксирования параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,0$, приходится плавно увеличивать значения коэффициента C от 0,65 до 0,9 при переходе от компаунд-ядер Bi с числом нейтронов $N \approx 110$ к компаунд-ядрам Ra – Ac с $N \approx 128 \div 132$, а затем резко уменьшать его значение до $C = 0,65$ при переходе к компаунд-ядрам Pa – U с $N \approx 136 \div 138$ [22]. Таким образом, в рамках жидкокапельного приближения коэффициент C как бы «отслеживает» вначале рост оболочечной поправки для основного состояния от нуля (для Bi) до 6–8 МэВ (для Ac – Ra) и затем ее последующее падение до нуля при переходе к Pa – U. Необходимость столь сложного варьирования коэффициента для достижения согласия с экспериментальными данными практически полностью исключает возможность использования жидкокапельного приближения для расчетов характеристик процесса девозбуждения в исследуемой области ядер.

В то же время весь обсуждавшийся выше массив экспериментальных данных хорошо описывается в рамках варианта модели с учетом оболочечных эффектов как в параметре плотности уровней, так и в барьере деления ядер (см. формулы (6) и (10)). На рис. 10 показано сравнение экспериментальных и расчетных значений сечений в максимумах выхода для xn -канала девозбуждения во всей исследованной области ядер. Расчеты сделаны при фиксированном значении параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,00$. Значения коэффициентов C , использовавшиеся при расчетах сечений, приведены на рис. 11. Из рисунков следует, что, несмотря на широкую область изменений Z и N конечных ядер и большой диапазон изменения абсолютных величин сечений (почти восемь порядков), расчет очень хорошо воспроизводит весь набор экспериментальных данных при значениях параметра C , варьируемых в очень узком диапазоне $C = 0,6 \div 0,7$. Единственное предположение, которое приходится при этом делать, состоит в том, что величины жидкокапельных барьеров деления для образующихся в этих реакциях нейтронодефицитных нуклидов необходимо уменьшить на 30–40%, по сравнению с предсказаниями модели Коэна — Плазила — Святецкого [23].

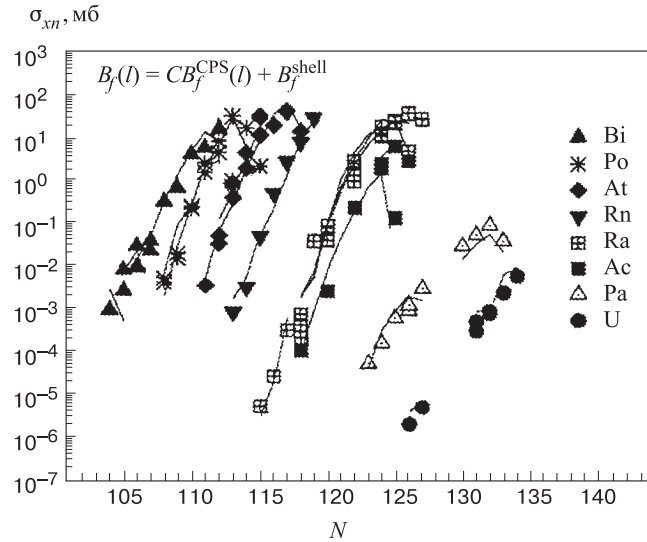


Рис. 10. Расчетные (линии) и экспериментальные величины сечений в максимумах функций возбуждения для xn -реакций в области ядер от Bi до U

Можно напомнить, что на необходимость уменьшения коэффициента C вплоть до величин, равных $0,6 - 0,7$, для правильного описания в рамках испарительной модели сечений деления компаунд-ядер в области от Rh до Os, указывал еще М.Бланн в работе [24], опубликованной в 1978 г. Отсутствие в то время надежных экспериментальных данных о барьерах деления для нейтронодефицитных нуклидов тяжелее Os привело к заключению о том, что наблюдаемый эффект является свойством только для легких делящихся ядер, что нашло свое отражение в модели расчета барьеров деления, предложенной Сирком [25]. В свете обсуждаемых нами новых экспериментальных данных о делимости ядер в области от Bi до U вывод о локальном характере понижения барьеров теряет свою аргументированность, и возможны поиски новых подходов для объяснения всего набора данных от Rh до U.

Из рис. 11 также следует, что для правильного описания сечений образования небольшой группы нейтронодефицитных изотопов Pa и U с $N \simeq 126$ необходимо дополнительно уменьшать величину коэффициента C . Так, например, в случае компаунд-ядер протактиния, образующихся в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{205}\text{Tl}$ и $^{24,26}\text{Mg} + ^{197}\text{Au}$, для правильного описания сечений образования испарительных продуктов необходимо использовать численные значения коэффициентов, равные $C = 0,65$ и $0,52$ в областях с $N \geq 128$ и $N \leq 127$ соответственно. То же самое приходится делать при описании сечений образования изотопов урана. Наиболее естественным объяснением такого

поведения единственного подгоночного параметра представляется заключение, что используемый нами способ учета оболочечных эффектов является хорошим, но только первым приближением.

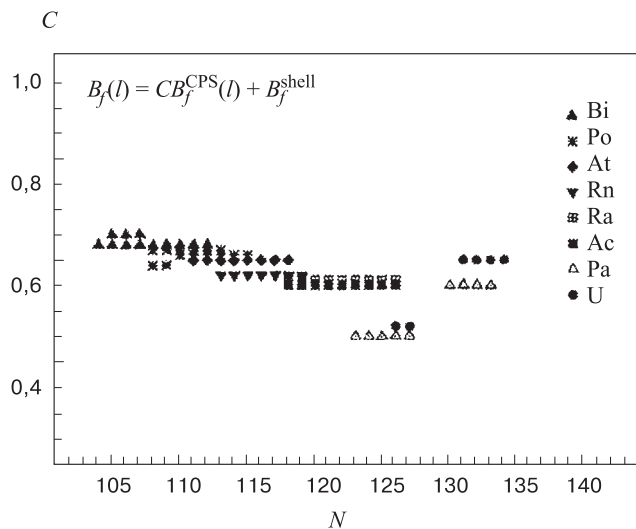


Рис. 11. Оптимальные значения коэффициента C в области ядер от Bi до U

Рассмотрим несколько возможных вариантов изменения в модели расчета, которые могут улучшить согласие экспериментальных и расчетных значений сечений образования для нуклидов с четко выраженной оболочечной структурой. В работе [26] нами были проанализированы возможности и физическая обоснованность широко распространенного подхода, связанного с уменьшением величины параметра D в выражении (6) для параметра плотности уровней. Было показано, что уменьшение этого параметра до значений 6 – 10 МэВ приводит к усилению оболочечного эффекта в плотности уровней при низких энергиях возбуждения. В свою очередь, это приводит к существенному уменьшению сечений образования испарительных продуктов с ярко выраженной оболочечной структурой и, как следствие, к исчезновению скачкообразного изменения коэффициента C при пересечении нейтронной оболочки $N = 126$. Однако в настоящее время нет никаких теоретических предпосылок для того, чтобы считать, что у нейтронодефицитных ядер оболочечные эффекты в плотности уровней выражены гораздо сильнее, чем у ядер вблизи дорожки стабильности. Напомним, что значение $D = 18,5$ МэВ было получено из анализа большого массива экспериментальных данных о плотности уровней, в том числе и для ядер с числами нейтронов и протонов, близкими к $N = 126$ и $Z = 82$.

Нами были также проанализированы возможности, связанные с изменением способа учета оболочечного эффекта в барьере деления. Так, мы провели расчеты, в которых нормирующий коэффициент C в формуле (10) использовался как множитель при полном барьере деления (включающем как капельный, так и оболочечный компонент барьера), что эквивалентно ослаблению влияния оболочечной поправки в барьере деления [26]. Был рассмотрен вариант расчета, при котором оболочечная поправка в барьере деления зависела от углового момента так же, как и жидкокапельный компонент барьера деления. Оказалось, что в этом случае результаты расчетов получаются очень близкими к результатам расчетов, сделанных в чисто жидкокапельном приближении [20]. Наконец, так как в основном мы рассматривали девозбуждение компаунд-ядер с энергией возбуждения ≥ 40 МэВ, то и сделанный нами ранее вывод о том, что $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1$, относится, в принципе, к этому диапазону энергий возбуждения. Не исключено, что при более низких энергиях это равенство может нарушаться. Поэтому мы рассмотрели возможность энергетической зависимости отношения $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ согласно приведенному соотношению [27]:

$$\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu(E_f^*) = 1 + K \exp\left(\frac{-E_f^*}{D}\right). \quad (14)$$

Величина $D = 18,5$ МэВ идентична «длине ослабления» в параметре плотности уровней, E_f^* — энергия возбуждения в седловой точке, а K — свободный параметр. Расчеты показали, что все эти варианты позволяют уменьшить вариации параметра C , однако не приводят ни к каким качественно новым заключениям.

На рис. 12 точками показаны экспериментальные значения сечений образования конечных ядер-продуктов в максимумах функции возбуждения для xn -, pxn - αxn -каналов девозбуждения исследованных компаунд-ядер Pa. Результаты расчетов с использованием некоторых из перечисленных вариантов учета оболочечных эффектов показаны линиями. Штриховая линия — стандартный вариант расчета, $C = 0,65$ и $0,52$ при расчете сечений образования испарительных продуктов в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{205}\text{Tl}$ и $^{24,26}\text{Mg} + ^{197}\text{Au}$ соответственно. Сплошная линия — вариант, когда на коэффициент C умножаются оба компонента барьера деления, коэффициент $C = 0,68$. И, наконец, пунктирная линия — результаты расчета со значением $D = 10,5$ МэВ и $C = 0,65$.

Рассмотрим, что может дать учет эффекта коллективного усиления в плотности уровней, на который достаточно часто ссылаются как на наиболее физически обоснованную причину расхождения экспериментальных результатов и расчета по стандартной статистической модели. Еще в работах Бора и Моттельсона было показано, что полная плотность уровней должна включать коллективные и внутренние возбуждения, см. формулу (5). Для

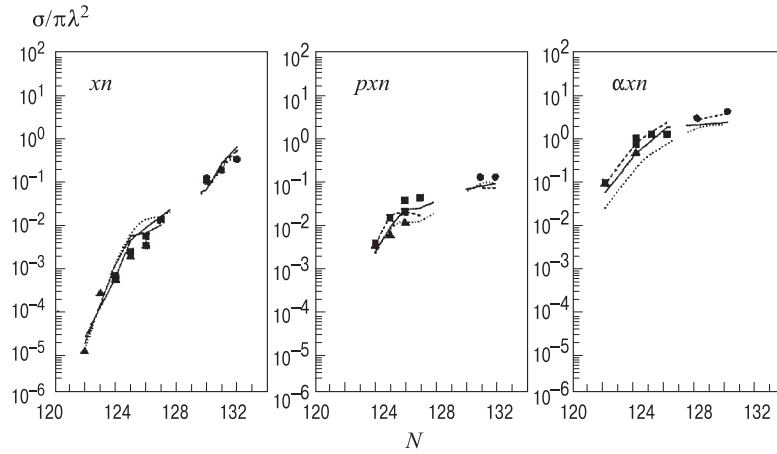


Рис. 12. Экспериментальные и расчетные значения для приведенных сечений образования испарительных продуктов в реакциях $^{24,26}\text{Mg} + ^{197}\text{Au}$ и $^{20,22}\text{Ne} + ^{205}\text{Tl}$

деформированных ядер коллективное усиление связано с наличием ротационного усиления, а в случае сферических ядер — вибрационного. При проведении конкретных расчетов сечений образования испарительных продуктов эта идея впервые была использована в работе [28], а наиболее полно вопрос рассмотрен недавно в работе [29] при исследовании выходов тяжелых ядер с $N \geq 126$ в реакции $^{238}\text{U}(950 \text{ МэВ/н}) + \text{Cu}$.

Оказалось, что введение коллективного усиления — проблема более сложная, чем можно было ожидать, так как эффект коллективного усиления плотности уровней должен плавно исчезать с увеличением энергии возбуждения, а это требует введения фермиевской функции с двумя свободными параметрами $E_{\text{ст}}$ и $d_{\text{ст}}$. Кроме того, в случае ротационного усиления необходимо вводить параметры (эти величины в большинстве случаев экспериментально не измерены) квадрупольной деформации для основного состояния ($\beta_2 \sim 0, 2 - 0, 3, \sim 220 - 230$) и для седловой точки ($\beta_2 \sim 1, 0$). В случае учета вибрационного усиления необходимо добавочно вводить еще три параметра, два из которых связаны с эффективной деформацией ядра в вибрационных состояниях и один просто нормировочный коэффициент. В данном подходе авторам работы [29] удалось улучшить согласие результатов расчета с экспериментальными данными. Мы провели аналогичные расчеты для компаунд-ядер протактиния [30] и установили, что, действительно, можно получить описание экспериментальных данных с близким к постоянному значением коэффициента C , считая, что с уменьшением N квадрупольная деформация компаунд-ядер уменьшается, а ядра с $N \leq 127$ являются сферическими. К сожалению, проделав весь комплекс расчетов, мы пришли к выводу, что введение коллективного

усиления требует использования слишком большого числа новых дополнительных параметров. При существующей на данный момент ситуации введение коллективного усиления не помогает нам в ответе на вопрос о границах применимости статистической модели при описании процесса девозбуждения тяжелых компаунд-ядер.

В заключение отметим, что при анализе большой совокупности экспериментальных данных мы сознательно стремились использовать в расчетах минимальное количество физических предположений и параметров, что, естественно, несколько огрубляет модель, но зато позволяет сделать некоторые определенные выводы. Главный из них — это тот факт, что использование простой капельной модели для описания процесса девозбуждения компаунд-ядер не подтверждается экспериментальными данными по сечениям образования конечных ядер-продуктов в каналах испарения. Во-вторых, хотя необходимость уменьшения в расчетах жидкокапельного барьера деления для нейтронодефицитных ядер на 30–40% и является в определенной степени модельной, полученный результат требует проведения дальнейших исследований, включая критический анализ параметров капельных моделей [23, 25].

4.2. Ширины распада высоковозбужденных ядер и возможности их описания в статистической модели девозбуждения компаунд-ядер. Вернемся к рис.9, на котором приведено сравнение величин сечений образования испарительных продуктов в xn - и pxn -каналах в реакциях $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ с результатами расчетов, сделанных для трех наборов параметров:

$$\text{а) } \tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 0,95, \quad C = 0,45; \quad \text{б) } \tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,00, \quad C = 0,63;$$

$$\text{в) } \tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 1,05, \quad C = 0,88.$$

Видно, что для всех трех вариантов расчетные кривые достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными и не выходят за пределы ошибок измерения. Таким образом, можно сделать вывод, что тестирование расчетов только по величинам сечений, даже в тех случаях, когда измерения сделаны для длинных цепочек конечных ядер и в большом диапазоне энергий возбуждения, не позволяет сделать однозначный выбор и одновременно определить как параметр $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$, так и значение коэффициента C . Более того, из приведенного сравнения следует, что при правильно подобранном коррелированном изменении этих параметров можно получить хорошее согласие расчетов с величинами сечений для различных наборов этих параметров. Поэтому необходимо использовать дополнительные экспериментальные данные для того, чтобы определить величины параметров C и $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ независимо друг от друга.

Хорошие результаты получаются при использовании в качестве дополнительных данных величин отношения сечений образования одних и тех же нуклидов в реакциях с различным числом ступеней в испарительном каскаде. Это связано с тем, что влияние на делимость параметров $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ и C различно

при различных энергиях возбуждения. Параметр $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$ в большей степени определяет делимость ядер при высоких энергиях возбуждения и задает число шансов деления, в то время как параметр C — определяет делимость при энергиях возбуждения вблизи барьера деления. Измерение отношения сечений позволяет экспериментально определить величины приведенных нейтронных и делительных ширин на первых ступенях каскада девозбуждения и значение параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$.

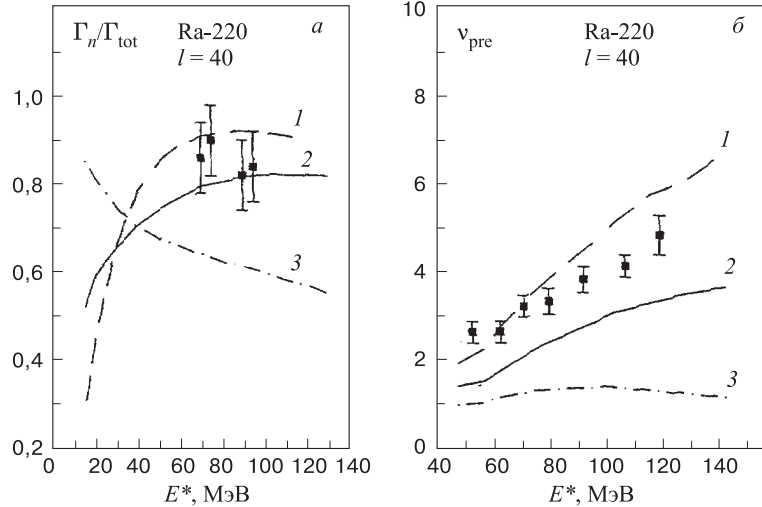


Рис. 13. Сравнение экспериментальных и расчетных значений парциальных нейтронных ширин (а) и числа предделительных нейтронов (б) для компаунд-ядер $^{218,220}\text{Ra}$. Кривые 1–3 соответствуют значениям $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu = 0,95; 1; 1,05$

На рис. 13,а линиями показаны усредненные по угловым моментам ℓ расчетные значения приведенных нейтронных ширин $\langle \Gamma_n / \Gamma_{tot} \rangle$ на первой ступени каскада испарения для компаунд-ядра ^{220}Ra в зависимости от энергии возбуждения при трех значениях отношения $\tilde{a}_f/\tilde{a}_\nu$. Усреднение проведено в диапазоне угловых моментов ℓ от 0 до 40, так как этот набор моментов полностью определяет значения сечений в максимуме выходов в данной области ядер. Кроме того, в этом диапазоне парциальные и средние значения $\langle \Gamma_n / \Gamma_{tot} \rangle$ практически совпадают. Можно отметить, что расширение интервала интегрирования до значений, равных $\ell_{cr} \approx 70$, приводит к уменьшению величин $\langle \Gamma_n / \Gamma_{tot} \rangle$ в 1,5 раза.

Точками на рис. 13,а показаны экспериментальные значения величин $\langle \Gamma_n / \Gamma_{tot} \rangle$ для компаунд-ядер $^{218,220}\text{Ra}$, полученные из отношений сечений образования нейтронодефицитных изотопов $^{208,210,212}\text{Ra}$ в реакциях с ис-

парением 6, 8 и 10 нейтронов. Точность измерения отношений сечений в экспериментах составляла $\pm 15\%$ и, следовательно, точность определения $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ была $\pm (7-8)\%$. Полученные экспериментальные значения $\Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}}$ близки к единице, что свидетельствует о том, что вклад в делительный канал распада компаунд-ядер $^{218,220}\text{Ra}$ с начальной энергией возбуждения $E^* = 80 - 100$ МэВ вносят много ступеней испарительного каскада. Из сравнения экспериментальных и расчетных данных следует, что вариант расчета с $\tilde{a}_f / \tilde{a}_\nu = 1,05$ существенно расходится с экспериментальными данными. Таким образом, мы имеем убедительный экспериментальный аргумент в пользу использования в расчетах только значений $\tilde{a}_f / \tilde{a}_\nu \leq 1,00$. Используя полученные значения приведенных ширин, можно оценить среднее время выхода компаунд-ядер ^{220}Ra с угловыми моментами $\ell \leq 40$ на седловую точку. Так, например, для энергий возбуждения 100 и 80 МэВ и $\ell = 30$ оно будет равно $2,7 \cdot 10^{-20}$ с и $3,6 \cdot 10^{-20}$ с соответственно, что на порядок величины больше, чем времена испарения нейтронов при тех же энергиях возбуждения.

Рассмотрим, как ограничение возможного диапазона варьирования параметра $\tilde{a}_f / \tilde{a}_\nu$ скажется на расчетном числе председловых нейтронов, и сравним его с числом предделительных нейтронов, измеренных экспериментально. На рис. 13,б линиями показаны расчетные зависимости числа председловых нейтронов от энергии возбуждения для всех трех наборов расчетных параметров. Для энергии возбуждения 100 МэВ (при интегрировании по ℓ до 40) расчет дает числа предделительных нейтронов, испущенных до достижения ядром седловой точки, равные 3 и 5 при значениях параметра $\tilde{a}_f / \tilde{a}_\nu = 1$ и 0,95 соответственно. Точками на рис. 13,б показаны экспериментальные данные для полного числа предделительных нейтронов в зависимости от энергии возбуждения, полученные в работе [31] для компаунд-ядра ^{213}Fr . Из рисунка видно, что при использовании значения параметра $\tilde{a}_f / \tilde{a}_\nu$, равного или меньшего единицы, расчетные значения совпадают или даже превосходят экспериментальные величины. Такой, необычный на первый взгляд, характер расхождения, в принципе, легко объясним: вклад парциальных волн с $\ell \leq 40$ в полное сечение слияния составляет $\approx 30 \div 40\%$, и поэтому основная часть сечения делительной моды будет определяться более высокими значениями угловых моментов. Если предположить, что в экспериментах по измерению $\bar{\nu}_{\text{pre}}$ измеряются осколки деления составных ядер с угловыми моментами вплоть до ℓ_{cr} , то в рассматриваемой реакции при энергии возбуждения, равной ~ 100 МэВ, необходимо учитывать в расчете все парциальные волны вплоть до $\ell_{\text{cr}} \simeq 70$. В этом случае получаются расчетные значения $\bar{\nu}_{\text{pre}}^{\text{calc}} = 1,8$ и 2,8 при значениях параметра $\tilde{a}_f / \tilde{a}_\nu = 1$ и 0,95 соответственно. Таким образом, даже в этом случае доля председловых нейтронов в полном числе предделительных нейтронов составляет от 50 до 80%. Различие хотя и наблюдается, но оно не очень велико и не носит драматического характера. Если же при сравнении с экспериментом мы будем руководствоваться результатами, полу-

ченными в расчетах с использованием значения параметра $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,05$, то наши выводы будут прямо противоположными.

Проведенный анализ показывает, что вопрос о реалистичности параметров, используемых в расчетах по статистической модели, является чрезвычайно важным и может существенно повлиять на интерпретацию экспериментальных данных. Поэтому при проверке активно разрабатываемых в последнее время динамических моделей необходимо четко выделять из экспериментальных результатов и использовать для сравнения только ту их часть, которая принципиально не может быть описана статистической моделью с ее минимальным набором требований к процессу, а именно: чтобы процесс был полностью термализован и соотношения между различными модами распада определялись только их статистическими весами в фазовом пространстве. В противном случае получаемые из сравнения значения для динамических параметров будут в большей мере отражать недостатки использованного в расчетах варианта статистической модели, чем реальные динамические характеристики ядерной материи.

5. ЭМИССИЯ КЛАСТЕРОВ КОМПАУНД-ЯДРАМИ

Известно, что в реакциях с тяжелыми ионами наблюдается очень большой выход заряженных частиц и кластеров, который вначале однозначно связывался с прямыми реакциями или реакциями глубоконеупругих передач. Причем, зачастую, для тяжелых компаунд-ядер оспаривалась возможность испарения даже α -частиц. В работе [32] впервые было экспериментально доказано, что в реакции ${}^3\text{He} + \text{Ag}$ кластеры с $Z = 3 \div 11$, вылетающие в заднюю полусферу с $\theta = 120^\circ \div 160^\circ$, связаны с распадом возбужденного компаунд-ядра. Эта работа не осталась незамеченной и привлекла внимание к изучению механизма испускания кластеров. Для анализа полученных результатов Л.Моретто применил разработанный им единый подход к испусканию частиц и делению ядер [33], в котором используется стандартное выражение для делительной ширины в формализме Бора и Уиллера, а свободными параметрами для кластера с фиксированным Z являлись условный барьер для резко асимметричного деления и отношение параметров плотности уровней для равновесного состояния компаунд-ядра и в седловой точке (изотопное распределение кластеров не учитывалось). В целом, в этой простой модели удалось получить достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными, хотя имелись определенные нерегулярные вариации параметров для каждого из типов кластеров.

В наших работах [34–36] для анализа и количественного описания этих и других аналогичных экспериментальных данных был использован альтернативный — чисто испарительный подход. По существу, это первая серьезная

попытка описать вылет заряженных фрагментов из компаунд-ядер в объединенной статистической модели испарения частиц и кластеров. Испарительные ширины для нуклонов и ядер ${}^3\div{}^8\text{He}$, ${}^4\div{}^{11}\text{Li}$, ${}^7\div{}^{11}\text{Be}$, ${}^9\div{}^{14}\text{B}$, ${}^{10}\div{}^{16}\text{C}$, ${}^{13}\div{}^{18}\text{N}$, ${}^{14}\div{}^{21}\text{O}$, ${}^{17}\div{}^{23}\text{F}$, ${}^{18}\div{}^{25}\text{Ne}$, ${}^{22}\div{}^{27}\text{Na}$ рассчитывались по формуле (7), а окончательная формула для расчетов сечений испарения кластеров из компаунд-ядра с учетом нескольких ступеней нейтронного испарительного каскада имела вид

$$\sigma = \sum_{\ell=0}^{\ell_{\text{cr}}} \sigma_c^\ell \sum_{\nu=0}^m \frac{\Gamma_{\nu,\ell}^{(\nu)}}{\Gamma_{f,\ell}^{(\nu)} + \sum_{n,p} \Gamma_{n(p),\ell}^{(\nu)} + \sum_{\nu} \Gamma_{\nu,\ell}^{(\nu)}} \times \\ \times \prod_{k=0}^{\nu-1} \frac{\Gamma_{n,\ell}^{(k)}}{\Gamma_{f,\ell}^{(k)} + \sum_{n,p} \Gamma_{n(p),\ell}^{(k)} + \sum_{\nu} \Gamma_{\nu,\ell}^{(k)}}, \quad (15)$$

где σ_c^ℓ — парциальное сечение образования компаунд-ядра, m — число ступеней нейтронного испарительного каскада. Расчеты проводились отдельно для каждой парциальной волны с шагом по энергии возбуждения, равным 1 МэВ. В расчетах учитывались оболочечные эффекты в параметре плотности уровней и в барьерах деления, а также изменение плотности уровней в остаточных ядрах, образующихся после вылета кластеров. При вычислениях использовались экспериментальные значения энергий связи и спинов для каждого из изотопов в испарительной цепочке, приводящей к образованию в выходном канале кластера с данным Z . Величина углового момента, уносимого кластером, учитывалась при расчете кулоновского барьера для вылета кластеров, энергии вращения остаточного ядра и тепловой энергии остаточного ядра.

Наибольший интерес представлял анализ данных для реакции ${}^3\text{He} + \text{Ag}$, для которой имелась наиболее полная информация по вылету кластеров различных типов, и функции возбуждения были измерены в широком диапазоне энергий ионов ${}^3\text{He}$ от 50 до 130 МэВ. Кроме того, имелась возможность провести совместный анализ данных по выходу кластеров, полученных в таких, на первый взгляд, различных реакциях, как ${}^3\text{He} + \text{Ag}$ (130 МэВ) и $p + \text{Ag}$ (480 МэВ). При анализе данных, полученных в реакциях с протонами высокой энергии, расчеты проводились в предположении, что можно разделить процесс на две стадии: быструю, в результате которой после вылета неравновесных частиц остаются возбужденные компаунд-ядра с некоторым распределением по Z , A и энергии возбуждения; и собственно испарительную, в процессе которой происходит девозбуждение образовавшихся на первой стадии компаунд-ядер. Детали расчетов, связанных с быстрой стадией процесса, даны в работе [35].

С использованием разработанной модели также проведены расчеты сечений испарения фрагментов из возбужденных компаунд-ядер с $Z = 65, 80$,

и 97, образующихся в реакциях $^{40}\text{Ar} + \text{Ag}, \text{Sm}, \text{Au}$ при энергии ионов ^{40}Ar , равной 336 МэВ, а также в реакциях $^{12}\text{C} + \text{Th}$ и $^{52}\text{Cr} + \text{Ta}$ [34,36].

Обсудим основные результаты, полученные при использовании испарительной модели для описания выходов кластеров. На рис. 14 приведены зависимости полных сечений образования кластеров с фиксированным Z от энергии бомбардирующих ионов ^3He . Отметим, что у компаунд-ядер In , образующихся в реакции, угловой момент мал $\sim 15 - 20\hbar$, и поэтому вклад эффектов, связанных с угловым моментом, невелик. Деление как канал распада отсутствует и поэтому тоже не влияет на результаты расчетов. Более всего расчеты чувствительны к параметру r_0 , входящему в формулу для расчета кулоновского барьера при взаимодействии кластера и ядра-остатка. Для реакций с ионами ^3He , ^{12}C и протонами высокой энергии хорошее согласие расчета и экспериментальных данных было получено при значении этого параметра $r_0 = 1,25$ фм. Переход к реакциям с более тяжелыми ионами (такими, как Ag и Cr) и, как следствие, резкое увеличения среднего углового момента компаунд-ядер, приводит к необходимости увеличения этого параметра до $r_0 = 1,30$ фм. Это может свидетельствовать либо об увеличении деформации ядер, образующихся в испарительном канале, либо о том, что существенная доля кластеров испаряется из долгоживущей промежуточной системы.

Зарядовые и массовые распределения для кластеров, образующихся в реакциях $p + \text{Ag}$ и $^3\text{He} + \text{Ag}$, приведены на рис. 15. Зарядовые распределения отнормированы при значении $Z = 11$. Совпадение поведения сечений выходов кластеров в этих двух реакциях и согласие расчета с экспериментальными данными (в том числе и по изотопным выходам) явно указывает на общий, а именно испарительный механизм образования фрагментов как в реакциях с ионами ^3He , так и с протонами высокой энергии. Расчеты также показывают, что в выход кластеров с заданным Z сравнимый вклад дают от 3 до 5 изотопов, образующихся на различных ступенях нейтронного испарительного

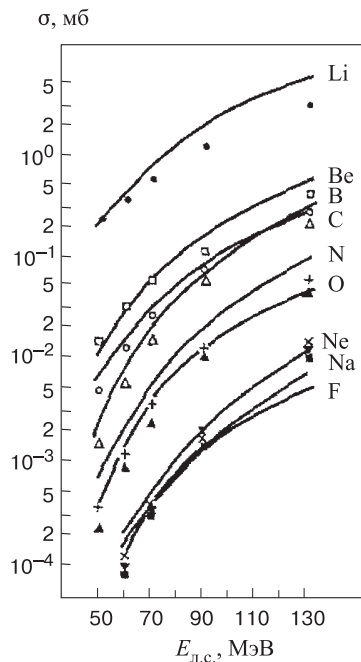


Рис. 14. Зависимость полного сечения образования кластеров от энергии бомбардирующих ионов ^3He . Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета по испарительной модели

каскада. Так, при энергии ионов ${}^3\text{He}$, равной 90 МэВ, доля сечения, связанная с вылетом кластеров после испарения нескольких нейтронов, составляет $\sim 30 \div 40\%$, и эта доля увеличивается с ростом энергии возбуждения [34].

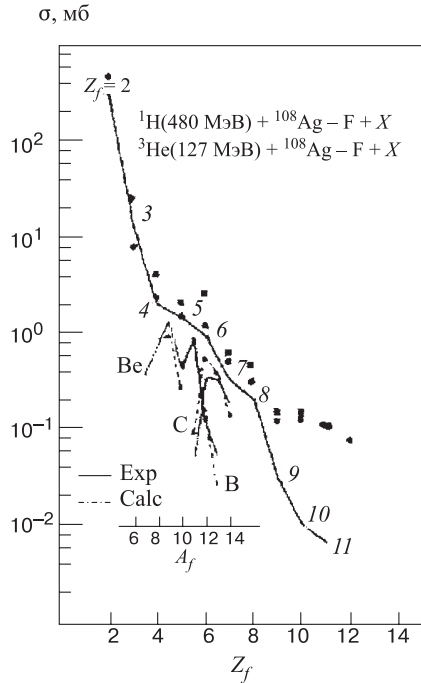


Рис. 15. Сравнение экспериментальных (точки) и рассчитанных (линии) зарядовых и массовых распределений для кластеров, образующихся в реакциях $p + \text{Ag}$ и ${}^3\text{He} + \text{Ag}$

порядка величины, и отказ от учета оболочечных эффектов в плотности уровней приводит к необоснованному завышению расчетного выхода этих нуклидов.

В заключение имеет смысл сделать небольшое резюме и кратко подвести основные итоги. Проведенный анализ показал, что в рамках единой обобщенной испарительной модели можно получить хорошее количественное описание для 90% экспериментальных данных о сечениях и относительных выходах как нуклонов, так и кластеров из возбужденных компаунд-ядер. При этом практически отсутствует необходимость использования свободно варьируемых модельных параметров. На разнообразном экспериментальном

На рис. 16 показано значительное различие зарядовых распределений для кластеров, образующихся в реакциях с легкими (${}^{12}\text{C}$) и тяжелыми (${}^{40}\text{Ar}$, ${}^{52}\text{Cr}$) ионами. Видно, что если для ионов ${}^{12}\text{C}$, так же, как и для ионов ${}^3\text{He}$, наблюдается падение выходов кластеров с увеличением их зарядового числа, то в реакциях с более тяжелыми ионами характер зависимости существенно меняется. Так, в реакциях с ионами ${}^{40}\text{Ar}$ выход фрагментов практически не зависит от Z , а в реакциях с ионами ${}^{52}\text{Cr}$, как следует из рисунка, наблюдается даже некоторый рост выхода с увеличением Z .

И, наконец, в реакции ${}^{40}\text{Ar} + {}^{197}\text{Au}$ при вылете кластеров с $Z \geq 7$ образуются ядра с $N \sim 126$, т.е. ядра со значительной оболочечной поправкой. Поэтому выход кластеров начинает определяться влиянием оболочечных эффектов, что хорошо видно на рис. 17, на котором показаны результаты расчетов выходов с учетом оболочечных эффектов (кривая 1) и без учета (кривая 2). Видно, что для фрагментов с $Z = 10, 11$ разница между двумя вариантами расчета достигает

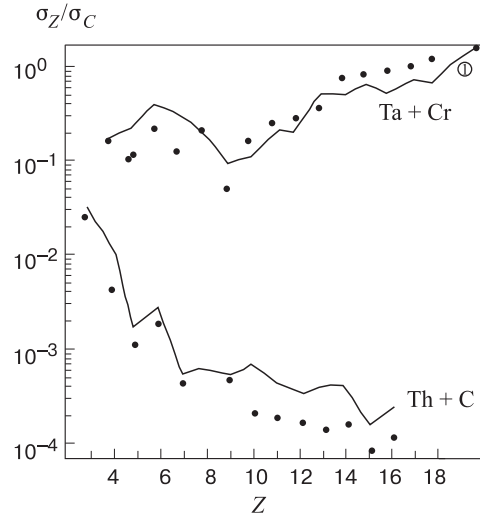


Рис. 16. Распределения зарядовых выходов кластеров, образующихся в реакциях с ионами ^{12}C и ^{52}Cr . Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета

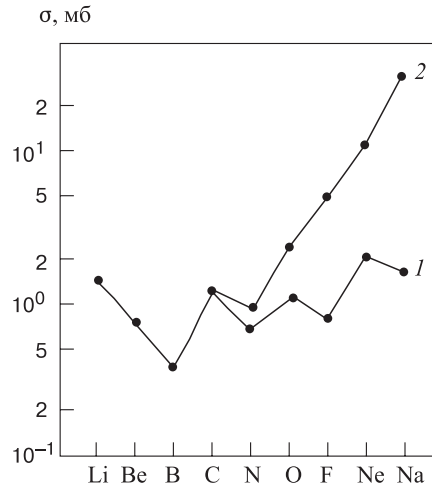


Рис. 17. Расчетные величины выходов кластеров в реакции $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$, полученные с учетом оболочечных эффектов (кривая 1) и без учета (2)

материале продемонстрирована необходимость обязательного учета в расчетах оболочечных эффектов в испарительном и делительном каналах, а также вклад эмиссионного механизма в выход кластеров и осколков деления.

6. СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ПРОДУКТОВ В ТРАНСУРАНОВОЙ ОБЛАСТИ ЯДЕР

В последние годы снова возрос интерес к реакциям «горячего» слияния, в которых для синтеза новых элементов используются актинидные мишени и образующиеся компаунд-ядра имеют энергию возбуждения порядка $30 \div 50$ МэВ [37]. Так как это направление синтеза вплоть до семидесятих годов было основным, то в литературе имеется большое количество экспериментальных данных о поперечных сечениях таких реакций, протекающих с испарением 4–6 нейтронов и приводящих к различным изотопам трансфермиевых элементов вплоть до элемента с порядковым номером 106. Таким образом, имеется обширный экспериментальный материал, позволяющий провести систематический анализ.

На рис. 18,*а* приведены значения десятичных логарифмов сечений, соответствующих максимумам функций возбуждения для реакций с испарением 4 нейтронов в зависимости от значений X — параметра делимости исходного составного ядра. Треугольниками изображены величины σ_{4n}^{\max} для реакций, вызванных ионами В и С, кружками — N, O, F, квадратами — Ne, Mg, Al. Обращает на себя внимание «спокойное», без всяких особенностей поведение σ_{4n}^{\max} . Точки достаточно равномерно группируются вокруг прямой линии, что свидетельствует об экспоненциальной зависимости σ_{4n}^{\max} от параметра X . Аналогичная картина наблюдается и для поперечных сечений реакций с испарением 5 нейтронов (рис. 18,*б*). Таким образом, можно констатировать, что в рассмотренной нами достаточно широкой области компаунд-ядер и реакций не наблюдается резких изменений в поведении величин сечений для xn -реакций, и поэтому экспериментальные данные могут быть описаны с помощью сравнительно простого алгоритма.

Естественно использовать для этой цели соотношения статистической модели ядерных реакций, хотя для трансфермиевых элементов уже могут возникать сомнения в их обоснованности при расчетах делительных ширин, так как в этом случае величина барьера деления и ядерная температура близки друг к другу. Однако экспериментальные данные о числе предделительных нейтронов, полученные в последнее время, свидетельствуют о том, что и в трансфермиевой области деление компаунд-ядра остается достаточно медленным процессом. Это обстоятельство, а также экспоненциальный характер уменьшения величин сечений xn -реакций, приводящих к образованию трансфермиевых элементов, с увеличением параметра делимости X указывают на то, что можно использовать формализм статистической теории ядерных реакций для описания величин сечений испарительных реакций и в этой области ядер. В расчетах использовался уже описанный нами в предыдущих разделах статистический код. Основной целью являлось оптимальное описание значений поперечных сечений в максимумах функций возбуждения.

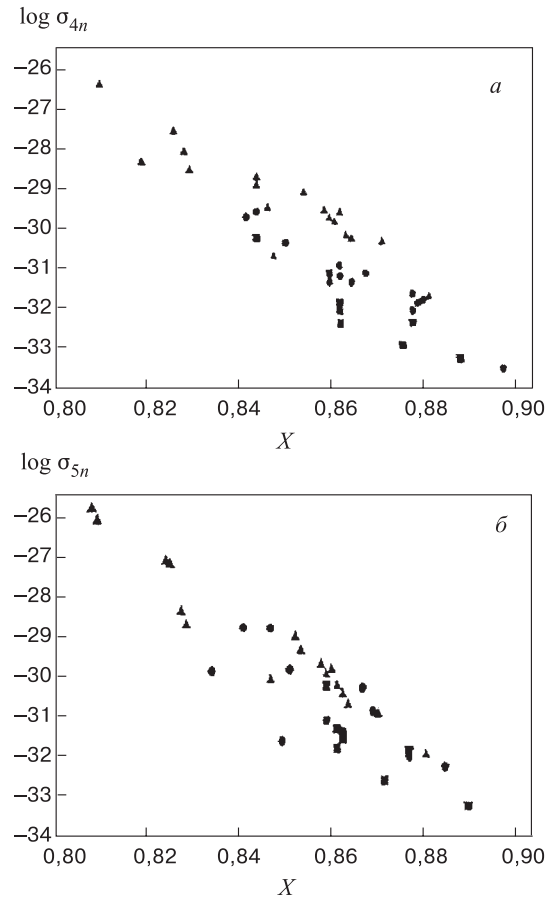


Рис. 18. Значения десятичных логарифмов сечений, соответствующих максимумам функций возбуждения реакций с испарением 4 (а) и 5 (б) нейтронов в зависимости от параметра делимости компаунд-ядра (пояснения в тексте)

Поперечные сечения для образования составного ядра рассчитывались по формуле

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\ell_{cr}} \frac{2\ell + 1}{1 + \exp(2\pi(V_B(\ell) - E)/\hbar\omega_\ell)}, \quad (16)$$

где $V_B(\ell)$ — высота барьера взаимодействия и ω_ℓ — кривизна этого барьера. Расчеты проводились в двух вариантах. В первом оболочечные эффекты в испарительном и делительном каналах учитывались по стандартной схеме:

$$a(E) = \tilde{a}[1 + (1 + \exp(-0,054E))\Delta W/E], \quad B_f(\ell) = B_f^{CPS}(\ell) + \Delta B, \quad (17)$$

где $\tilde{a} = A/10$, а ΔW и ΔB брались равными оболочечным поправкам к жидкокапельным массам основных состояний ядра, образующегося после испарения нейтрона. Величина жидкокапельного барьера деления $B_f^{\text{CPS}}(\ell)$ рассчитывалась по модели вращающейся заряженной капли [16]. Отношение \tilde{a}_f/\tilde{a}_n в расчетах считалось равным единице. Во втором случае для учета оболочечных эффектов использовались те же соотношения, но величины ΔW и ΔB рассматривались как свободные параметры. Их численные значения были определены из сравнения расчета с экспериментальными данными, полученными в реакции $^{238}\text{U} + ^{18}\text{O}$, для которой с большой точностью были измерены функции возбуждения каналов с испарением от 4 до 8 нейтронов [38]. Наилучшее согласие результатов расчета с экспериментальными данными было получено при значениях параметров $\Delta W = 0$ и $\Delta B = 1,1$ МэВ. Полученные значения параметров были зафиксированы, и расчеты для всех остальных реакций проводились с ними.

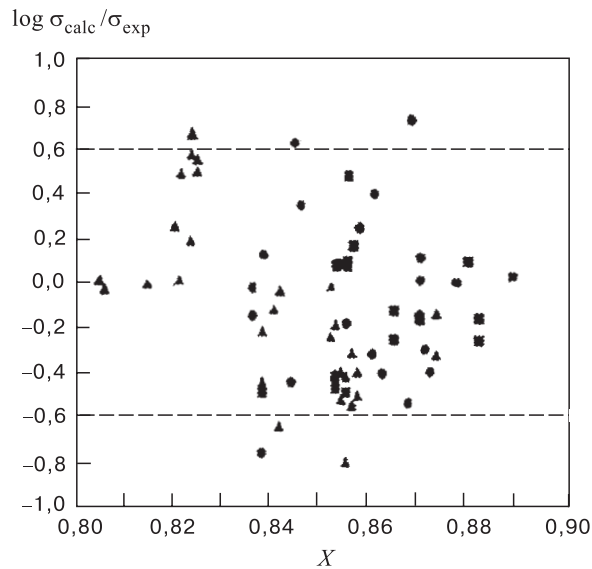


Рис. 19. Значения десятичных логарифмов для отношений величин расчетного и экспериментального сечений в максимумах функций возбуждения для реакций с испарением 4, 5 и 6 нейтронов в зависимости от делительного параметра X . Пояснения в тексте

Хорошее согласие результатов расчетов с экспериментом было получено в обоих вариантах расчетов. Рассмотрим подробнее результаты, полученные во втором варианте, так как он заведомо является более простым и, следовательно, более удобным для экстраполяции. На рис. 19 приведены значения

десятичного логарифма отношения величин расчетного и экспериментального сечений в максимумах функций возбуждения для реакций с испарением 4, 5 и 6 нейтронов в зависимости от делительного параметра X . Штриховые линии ограничивают интервал $-0,6 < \log(\sigma_{\text{calc}}/\sigma_{\text{exp}}) < 0,6$, то есть для точек, лежащих между этими линиями, выполняется неравенство $1/4 < \sigma_{\text{calc}}/\sigma_{\text{exp}} < 4$. Из рис. 19 видно, что подавляющее большинство точек лежит внутри этого интервала.

Следует заметить, что величины барьеров деления для трансфермиевых элементов B_f существенно меньше, чем энергии связи нейтронов. В результате после нейтронного каскада ядро с большой вероятностью может оказаться внутри интервала энергий возбуждения $(B_n - B_f)$ и испытать деление, так как нейтрон уже вылететь не может, а γ -распад является более медленным процессом, чем деление. Поэтому шанс выжить будут иметь только те ядра, у которых после нейтронного каскада энергия возбуждения будет меньше, чем B_f . Расчеты показывают, что этот фактор уменьшает выход тяжелых ядер на несколько порядков величины и является важнейшей причиной, обуславливающей малый выход трансфермиевых ядер в реакциях полного слияния. При энергиях возбуждения, превышающих энергию связи нейтрона, делимость ограничивает сечение образования испарительных продуктов не столь существенно. Получаемые в расчетах средние по нейтронному каскаду значения для отношения $\langle \Gamma_n/\Gamma_f \rangle$ плавно меняются в трансфермиевой области в диапазоне $0,1 \div 0,5$. Этот результат качественно отличается от общепринятого мнения, что отношение σ_{xn}/σ_c полностью определяется величиной $\langle \Gamma_n/\Gamma_f \rangle$ и что для трансфермиевых ядер она $\sim 0,01$. Отметим, что согласие результатов расчета и экспериментальных данных наблюдается в реакциях со всеми исследованными ионами, вплоть до Mg и Al, в реакциях с которыми изучались изотопы 102–105 элементов. Это согласие указывает на то, что для всех исследованных ионов отсутствуют заметные ограничения на сечение слияния и образования компаунд-ядра.

С использованием данной модели расчета нами были сделаны численные оценки сечений образования различных изотопов 107–110 элементов в реакциях с ионами ^{22}Ne , ^{26}Mg , ^{27}Al и $^{34,36}\text{S}$ [39]. Сравнение оценочных значений с полученными впоследствии экспериментально величинами [40–42] показало, что модель неплохо предсказывает сечения образования новых изотопов сверхтяжелых элементов. В реакциях с ионами Ne и Mg расчет зависил величины сечений на фактор 5–8, что при общем уровне сечений от единиц до нескольких десятков пикобарн можно признать хорошим результатом. Ситуация заметно ухудшается при переходе к реакциям с использованием ионов серы. В этом случае расчетные сечения оказались завышенными на полтора порядка величины по сравнению с экспериментальными.

Наиболее вероятной причиной такого расхождения расчета с экспериментом является то обстоятельство, что вероятность полного слияния с образо-

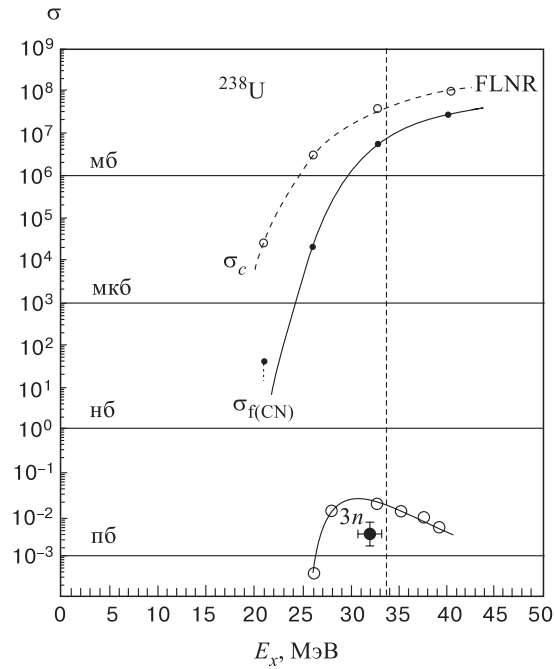


Рис. 20. Величины расчетного и экспериментального сечений полного слияния и сечений для канала с испарением трех нейтронов в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$

ванием компаунд-ядра начинает уменьшаться при переходе к более тяжелым компаунд-ядрам или к более симметричным партнерам во входном канале из-за возрастающей роли процессов типа квазиделения. К сожалению, проверенная опытом модель расчета сечения полного слияния при доминирующей роли процессов типа квазиделения пока отсутствует. Поэтому для улучшения точности оценки сечений не остается ничего другого, как использовать в расчетах величину сечения полного слияния, измеренную экспериментально. Такой подход был использован нами при оценке сечений образования новых изотопов сверхтяжелого элемента $^{282,283}\text{112}$ в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$. В исследуемой реакции сечение полного слияния $\sigma_{f(CN)}$, измеренное по сечению деления компаунд-ядра [43], оказалось на порядок величины меньше, чем расчетное сечение σ_c (см. рис. 20). С использованием статистической модели и экспериментальных величин сечения слияния были рассчитаны функции возбуждения для реакций с испарением 3 и 4 нейтронов. Полученные недавно экспериментальные данные о сечении образования в $3n$ -реакции изотопа $^{283}\text{112}$ [44], как видно из рисунка, находятся почти в идеальном согласии с расчетом. Согласие расчета с экспериментом свидетельствует о том,

что статистический механизм девозбуждения хорошо «работает» вплоть до самых тяжелых компаунд-ядер. С другой стороны, использование в расчетах экспериментальных значений сечения полного слияния говорит о необходимости продолжения экспериментальных и теоретических исследований с целью разработки динамической модели слияния тяжелых ядер, способной к количественному прогнозу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Игнатюк А.В.** — Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
2. **Струтинский В.М.**, — ЖЭТФ, 1963, т.40, с.1900; ЯФ, 1965, т.1, с.82.
3. **Wack M., Damgaard J., Jensen A.S. et al.** — Rev. Mod. Phys., 1972, v.44, p.320.
4. **Ньютон Дж.О.** — ЭЧАЯ, 1990, т.21, вып.4, с.821.
5. **Игнатюк А.В., Смиренин Г.Н., Иткис М.Г. и др.** — ЭЧАЯ, 1985, т.16, вып.4, с.709.
6. **Карамян С.А., Оганесян Ю.Ц., Пустыльник Б.И.** — ЯФ, 1970, т.11, с.982.
7. **Broza U., Grosmann S., Muller A.** — Phys. Rep., 1974, v.197, p.167.
8. **Galín J., Guerreau M., Lefort M. et al.** — Phys. Rev., 1974, v.C9, p.1018.
9. **Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Пустыльник Б.И. и др.** — ЯФ, 1983, т.37, с.809.
10. **Krappe H.J., Nix J.P., Sierk A.J.** — Phys. Rev., 1979, v.C20, p.992.
11. **Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Музычка Ю.А. и др.** — ЯФ, 1984, т.39, с.1093.
12. **Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Пустыльник Б.И. и др.** — ЯФ, 1980, т.32, с.1197.
13. **Myers W.D., Swiatecki W.S.** — Ark. Fysik, 1967, v.36, p.598.
14. **Музычка Ю.А., Пустыльник Б.И.** — В сб.: Труды Меж. школы-семинара по физ. тяж. ионов, ОИЯИ Д7-83-644, Дубна, 1983, с.420.
15. **Hinde D.J., Leigh J.R., et al.** — Nucl. Phys., 1982, v.A385, p.109.
16. **Bogdanov D.D., Kozulin E.M., Muzychka Yu.A., et al.** — In: Proc. Int. Workshop «Dynamical Aspects of Nuclear Fission», ed. Kristiak J. Pustyl'nik B.I. — JINR, E7-92-95, Dubna, 1992, p.86.
17. **Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A626, p.857.
18. **Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.** — Nucl. Phys., 1997, v.A620, p.229.
19. **Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др.** — ЯФ, 1995, т.58, вып.5, с.791.
20. **Андреев А.Н., Богданов Д.Д., Еремин А.В. и др.** — ЯФ, 1990, т.52, вып.3(9), с.640.
21. **Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.** — Nucl. Phys., 1994, v.A568, p.323.
22. **Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.** — Nucl. Phys., 1995, v.A583, p.169.
23. **Cohen S., Plasil F., Swiateski W.J.** — Ann. of Phys., 1974, v.82, p.557.
24. **Beckerman M., Blann M.** — Phys. Rev., 1978, v.C17, No.5, p.1615.
25. **Sierk A.J.** — Phys. Rev., 1986, v.C33, p.2039.
26. **Andreyev A.N., Bogdanov D.D., Chepigin V.I. et al.** — Preprint JINR E7-97-246, Dubna, 1997.

27. **Veselsky M., Bogdanov D.D., Pustyl'nik B.I., Yeremin A.V.** — In: Proc. of an 2nd Inter. Workshop «Nucl. Fission and Fission-product Spectroscopy», Seyssins, France, April, 1998. Ed. by G.Fronti, H.Faust, S.Oberstadt and F.-J.Hambsch. AIP Conf. Proc. 447, Woodbury, New York, 1999, p.291.
28. **Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.М.** — ЯФ, 1983, т.37, с.316.
29. **Junghans A.R., de Jong M., Clerk H.-G. et al.** — Preprint IKDA 97/24. Darmstadt, 1997.
30. **Богданов Д.Д., Еремин А.В., Кабаченко А.П. и др.** — ЯФ, 1998, т.61, вып.4, с.1
31. **Hinde D.J., Hilscher D., Rossner H. et al.** — Phys. Rev., 1992, v.C45, p.1229.
32. **McMahan M.A. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1985, v.54, p.1995.
33. **Moretto L.G.** — Nucl. Phys., 1975, v.A247, p.211.
34. **Музыка Ю.А., Пустыльник Б.И.** — ЯФ, 1987, т.45, с.90.
35. **Авдейчиков В.В., Музыка Ю.А., Пустыльник Б.И.** — В сб.: Труды Межд. школы-семинара, ОИЯИ, Д7-87-68, Дубна, 1987, с.589.
36. **Музыка Ю.А., Пустыльник Б.И.** — Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна, 1989, №6(36)-89, с.43.
37. **Flerov G.N., Ter-Akopian G.M.** — Prog. Part. Nucl. Sci., 1987, v.19, p.197.
38. **Донец Е.Д., Щеголев В.А., Ермаков Е.А.** — ЯФ, 1965, т.2, с.1015.
39. **Музыка Ю.А., Пустыльник Б.И.** — Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна, 1993, №4(61)-93, с.54.
40. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Oganessian Yu.Ts. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1994, v.73, p.624.
41. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Oganessian Yu.Ts. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1995, v.75, p.1903
42. **Lazarev Yu.A., Lobanov Yu.V., Oganessian Yu.Ts. et al.** — Phys. Rev. C, 1996, v.54, p.620.
43. **Itkis M.G., Oganessian Yu.Ts., Kozulin E.M. et al.** — Nuovo Cimento, 1998, v.111, p.783.
44. **Oganessian Yu.Ts., Yeremin A.V., Gulbekian G.G. et al.** — Eur. Phys. J., 1999, v.A5, p.63.