

ОПИСАНИЕ РЕАКЦИЙ КВАЗИДЕЛЕНИЯ В МОДЕЛИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

Г. Г. Адамян^{1,2,*}, Н. В. Антоненко¹, Ш. А. Каландаров^{1,2}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Институт ядерной физики, Ташкент

ВВЕДЕНИЕ	5
МЕХАНИЗМ РЕАКЦИЙ КВАЗИДЕЛЕНИЯ И НАБЛЮДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОДУКТОВ КВАЗИДЕЛЕНИЯ	10
Модель	10
Потенциальная энергия ДЯС	17
Распад ДЯС	18
Выход по заряду и массе продуктов квазиделения	20
Распределение полной кинетической энергии продуктов квазиделения	22
Обсуждение результатов	23
Реакции горячего слияния	24
Реакции с пучками ⁵⁸ Fe	30
Реакции холодного слияния	35
Квазиделение в легких системах	38
Конкуренция между слиянием-делением и квазиделением в выходах симметричных фрагментов	39
Деление тяжелого ядра ДЯС в реакциях горячего слияния	39
Эмиссия пре- и постнейтронов	41
ПОЛУЧЕНИЕ НЕИЗВЕСТНЫХ ИЗОТОПОВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ АСИММЕТРИЧНОГО КВАЗИДЕЛЕНИЯ	43
Результаты расчетов и их обсуждение	45
ПРОДУКТЫ АСИММЕТРИЧНОГО КВАЗИДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ ХОЛОДНОГО СЛИЯНИЯ	50
ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОННО-ОБОГАЩЕННЫХ ИЗОТОПОВ Zn И Ge В РЕАКЦИЯХ КВАЗИДЕЛЕНИЯ	55

*E-mail: adamian@theor.jinr.ru

ПРЕДСКАЗАНИЕ ВЫХОДОВ НОВЫХ НЕЙТРОННО-ОБОГАЩЕННЫХ ИЗОТОПОВ ЯДЕР С $Z = 64-80$ В РЕАКЦИИ КВАЗИДЕЛЕНИЯ $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$	58
КВАЗИДЕЛЕНИЕ В ОТНОСИТЕЛЬНО ЛЕГКИХ СИСТЕМАХ	64
Модель эмиссии сложных фрагментов	65
Образование составного ядра и конфигураций ДЯС	68
Распад возбужденной ядерной системы	69
Сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными для сильно асимметричных ядерных реакций	71
Роль углового момента, асимметрии, N/Z -отношения и энергии во входном канале в эмиссии сложных фрагментов	74
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	85
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	87

ОПИСАНИЕ РЕАКЦИЙ КВАЗИДЕЛЕНИЯ В МОДЕЛИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

Г. Г. Адамян^{1,2,*}, *Н. В. Антоненко*¹, *Ш. А. Каландаров*^{1,2}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Институт ядерной физики, Ташкент

Рассматривается формирование и эволюция двойных ядерных систем в реакциях квазиделения. На основе концепции двойной ядерной системы изучен процесс образования продуктов реакции. Рассмотрены изотопические тенденции сечений образования сверхтяжелых ядер в реакциях квазиделения. Предсказаны выходы новых нейтронно-обогащенных изотопов ядер с $Z = 64-80$ в реакциях квазиделения. Рассмотрен механизм образования сложных фрагментов в реакциях полного слияния и квазиделения.

Formation and evolution of dinuclear system in quasifission reactions are considered. In the framework of dinuclear system concept the processes of formation of reaction products are investigated. Isotopic dependence of formation cross sections of superheavy nuclei in quasifission reactions is considered. The yields of new neutron-rich isotopes of nuclei with $Z = 64-80$ in quasifission reactions are predicted. The mechanism of complex fragment formation in complete fusion and quasifission reactions is analyzed.

PACS: 25.70.Jj; 24.10.-i; 24.60.-k

ВВЕДЕНИЕ

Реакции квазиделения. Недавние эксперименты существенно расширили наши знания о процессе квазиделения в реакциях холодного и горячего слияния, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер [1, 2]. Было обнаружено сильное влияние оболочечных эффектов на массовое, зарядовое и энергетическое распределения продуктов квазиделения. Для квазиделения характерно сильное перераспределение массы и заряда между взаимодействующими ядрами [1–7]. Экспериментальные характеристики данного процесса, такие как широкое массовое распределение и сильная угловая анизотропия продуктов реакции, несовместимы с характеристиками процесса деления составного

*E-mail: adamian@theor.jinr.ru

ядра. Отсюда следует, что квазиделение происходит без стадии формирования составного ядра. Квазиделение концептуально устраняет разрыв [8] между реакциями глубоконеупругих передач, когда партнеры реакции входят в тесный контакт и обмениваются многими нуклонами при почти неизменных их средних массах и зарядах [9–14], и реакциями полного слияния, когда из двух сталкивающихся ядер формируется составное ядро.

В работах [15–28] показано, что процессы квазиделения и полного слияния могут быть рассмотрены в рамках единого подхода, описывающего эволюцию двойной ядерной системы (ДЯС) по релевантным коллективным координатам. Например, распад ДЯС в ходе эволюции по координатам массовой и зарядовой асимметрий дает адекватное описание зарядовой, массовой и кинетической энергии распределений продуктов квазиделения. Таким образом, изучение процесса квазиделения в реакциях с тяжелыми ионами позволяет получить информацию о динамике ДЯС.

Понятие ДЯС возникло в связи с исследованием реакций глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов. ДЯС образуется во входном канале реакции на стадии захвата налетающего ядра ядром-мишенью после диссипации кинетической энергии столкновения. В ДЯС, образованных в реакциях, происходит постоянное перераспределение нуклонов, энергии возбуждения и углового момента между фрагментами. Этот процесс определяет формирование финальных выходов фрагментов и их энергетических и угловых распределений. В модели слияния [17, 23, 25, 26], предложенной на основе концепции ДЯС, разработанной В. В. Волковым, процессы полного слияния и квазиделения (распад ДЯС) рассматриваются как диффузионные процессы по коллективным координатам массовой (зарядовой) асимметрии $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ ($\eta_Z = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$), где A_i (Z_i) — массовое (зарядовое) число i -го ядра ДЯС, и относительного расстояния R между центрами масс ядер соответственно [16, 19, 21, 22, 24, 29–31]. Составное ядро образуется посредством диффузии нуклонов из легкого ядра в тяжелое ядро. Реалистичность основных предположений модели ДЯС была тщательно доказана на микроскопическом уровне в работе [32]. Основные составляющие модели ДЯС — внутренний барьер слияния по координате массовой асимметрии, который препятствует слиянию, и барьер квазиделения по координате относительного расстояния, который препятствует распаду ДЯС. Из-за существования барьера квазиделения ДЯС живет достаточно долго, и за это время происходит ее эволюция по координатам массовой и зарядовой асимметрий. В силу статистического характера эволюции в массивных ДЯС возникает конкуренция между каналами полного слияния и квазиделения. Эта конкуренция может сильно уменьшить сечение слияния с уменьшением асимметрии во входном канале, что прекрасно согласуется с экспериментальными данными [33–43]. Экспериментальные распределения продуктов квазиделения чувствительны к динамике эволюции ДЯС, и поэтому их описание, наряду с описанием сече-

ний испарительных остатков, важно для более глубокого понимания обоих процессов.

Несмотря на интенсивные исследования процесса квазиделения, до наших работ не существовало микроскопической модели для описания экспериментальных характеристик продуктов квазиделения. Процесс квазиделения был нами успешно рассмотрен с помощью модели ДЯС в рамках микроскопического транспортного подхода посредством решения двумерного (по координатам η и ηZ) мастер-уравнения для приведенной матрицы плотности с учетом процесса распада ДЯС [18, 19, 44]. Этот подход впервые позволил нам описывать зарядовые, массовые и энергетические распределения продуктов квазиделения, используя зарядовую и массовую асимметрии как коллективные степени свободы. Характеристики продуктов квазиделения вычислены и сравнены с существующими экспериментальными данными. В этой модели впервые удалось предсказать сечения образования трансактинидных и сверхтяжелых элементов в реакциях асимметричного квазиделения.

Получение неизвестных изотопов сверхтяжелых ядер в реакциях асимметричного квазиделения. Реакции горячего слияния с актинидными мишенями и холодного слияния с мишенями ^{208}Pb и ^{209}Bi позволяют получать целый ряд сверхтяжелых ядер [33–43]. Однако число этих ядер ограничено числом доступных стабильных налетающих ядер и ядер-мишеней. На плоскости (N, Z) существует целая область неизвестных ядер между нейтронно-дефицитными изотопами сверхтяжелых ядер, полученными в реакциях холодного слияния, и самыми тяжелыми изотопами, полученными в реакциях горячего слияния. Получение этих изотопов и определение их свойств важно также для восстановления энергий связи сверхтяжелых ядер с $Z = 112–118$, которые были синтезированы в ЛЯР ОИЯИ в реакциях горячего слияния с пучками ^{48}Ca . Цепочки α -распада некоторых этих сверхтяжелых ядер заканчиваются как раз в области неизвестных изотопов, которые могут быть получены лишь в реакциях неполного слияния или асимметричного квазиделения, в которых зарядовое число одного из фрагментов больше атомного номера ядра-мишени. Формирование и распад ДЯС более асимметричной, чем ДЯС во входном канале, можно называть квазиделением в асимметричном выходном канале [19]. Следует отметить, что асимметричный и симметричный процессы квазиделения определяются одним и тем же механизмом — диффузионными процессами по соответствующим коллективным координатам массовой и зарядовой асимметрий и относительного расстояния.

Выбор актинидов в качестве мишеней и нейтронно-избыточного ядра-снаряда ^{48}Ca является естественным для достижения области сверхтяжелых ядер. Бомбардировка актинидных мишеней ядрами, отличными от ^{48}Ca , в большинстве случаев приводит к получению изотопов, которые могут быть получены с большими сечениями в различных реакциях полного слияния.

Возможность получения тяжелых актинидов и трансактинидов в реакциях передач исследовалась в [45–49], где актинидные мишени бомбардировались ионами $^{16,18}\text{O}$, $^{20,22}\text{Ne}$ и $^{40,44,48}\text{Ca}$. В этих реакциях рассматривались выходы ядер вблизи входного канала. Изотопы с $Z > 102$ не наблюдались из-за малых сечений или короткого времени жизни получаемых изотопов, делающего невозможным их идентификацию на основе использованного радиохимического метода. В данной работе изучена возможность получения ядер с $101 \leq Z \leq 108$ в реакциях асимметричного квазиделения $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, ^{243}Am , $^{244,246,248}\text{Cm}$. Нашей задачей является рассмотрение выходов сверхтяжелых ядер с зарядовыми и массовыми числами, сильно отличающимися от зарядового и массового чисел ядра-мишени, для которых вкладом от глубоконеупругих передач и быстрых неравновесных процессов во входном канале [10, 12, 14], как ожидается, можно пренебречь. Для будущих экспериментов рассмотрена возможность изучения индуцированного передачей деления новых изотопов сверхтяжелых ядер с зарядовыми номерами $Z = 103–108$ в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{244,246,248}\text{Cm}$ при энергиях столкновения вблизи соответствующих кулоновских барьеров. Интересно также изучение возможности получения ядер более тяжелых, чем ядро-мишени, для комбинаций ядра-снаряда и ядра-мишени, используемых в реакциях холодного слияния, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер. Эти продукты также связаны с реакциями многонуклонных передач или с реакциями квазиделения в асимметричном выходном канале. Представляет большой интерес получение изотопов, испускающих альфа-частицы с большими энергиями, сопоставимыми с энергиями α -частиц сверхтяжелых ядер.

Эмиссия тяжелых кластеров. Выход тяжелых кластеров ($Z > 3$) из очень нагретых ядерных систем (энергии возбуждения более 50 МэВ), получающихся в реакциях при низких и промежуточных энергиях, уже много лет является объектом экспериментальных и теоретических исследований [50–54]. В отличие от процесса спонтанного испускания кластера вероятность вылета кластера в ядерных реакциях значительно больше из-за наличия энергии возбуждения и углового момента в ядерной системе. Функции возбуждения для равновесной эмиссии сложных фрагментов напоминают функции возбуждения деления [55]. Из сравнения экспериментальных сечений с предсказаниями статистической модели в [56] следует, что кроме процесса полного слияния в выход кластеров дает вклад так называемое быстрое деление. Заметим, что в то время процесс квазиделения не был широко известен и хорошо изучен. Особенность реакций с тяжелыми ионами с энергиями до 15 МэВ/нуклон состоит в том, что налетающее ядро вносит существенный угловой момент (20–100), поэтому необходим учет конкуренции каналов полного слияния и квазиделения. Конкуренция различных каналов распада образованной возбужденной системы сильно меняется по сравнению со случа-

ями спонтанного кластерного распада и реакций, где в качестве налетающего ядра используются легкие частицы. В [57] показано, что формы зарядовых распределений отличаются в реакциях с большим и маленьким угловыми моментами. Измеряя спиновое распределение конечных продуктов, можно извлечь информацию о распределении углового момента начальной системы. Из анализа полученных массовых распределений авторы работы [58] приходят к выводу, что ширина массовых распределений в симметричной области не воспроизводится простой статистической моделью. Также было отмечено, что для описания ширины массовых распределений необходимо учесть влияние углового момента системы. Зарядовые распределения испущенных сложных фрагментов в реакциях с тяжелыми ионами показывают сильные четно-нечетные эффекты [57, 59–64], которые слабо затухают с ростом энергии столкновения [65]. Однако макроскопическо-микроскопические модели дают гладкие зарядовые распределения без четно-нечетных эффектов при энергиях возбуждения $E_{CN}^* > 50$ МэВ [54]. Поэтому вопрос о величине затухания оболочечных поправок с ростом энергии возбуждения остается открытым.

Для описания распада составного ядра за счет эмиссии легких частиц и тяжелых кластеров существует несколько статистических подходов. Модель Вайскопфа [66], изначально сформулированная для описания испарения только легких частиц из возбужденного составного ядра, применена в работе [67] для расчета сечений эмиссии кластеров. Сечение обратной реакции для кластеров рассчитано с помощью простой модели [68]. Плотности уровней вычислены по модели ферми-газа, и в параметре плотности уровней учтены оболочечные поправки, как в работе [69]. В данной модели не учитывается процесс образования тяжелых кластеров. Модель Хаузера–Фешбаха [70] фактически является улучшенной моделью Вайскопфа с учетом зависимости плотности уровней составного ядра от углового момента. Барьеры эмиссии вычисляются в рамках жидкокапельной модели с учетом вращения и конечного радиуса действия ядерных сил [71]. Каскадный распад составного ядра моделируется с помощью метода Монте-Карло. Модель успешна в описании асимметричных ядерных реакций с небольшими угловыми моментами [72]. Однако для реакций, где участвуют большие угловые моменты, эта модель не воспроизводит формы и абсолютные значения экспериментальных зарядовых распределений тяжелых кластеров [54, 73], поскольку не учитывает вклад от процесса квазиделения, который при больших угловых моментах становится доминирующим каналом реакции. Абсолютные значения сечений связаны с барьерами эмиссии тяжелых кластеров, которые сильно зависят от углового момента системы.

В модели переходного состояния [51] эмиссия тяжелых кластеров представляется как сильно асимметричное деление. Каждому значению массовой асимметрии соответствует своя седловая точка. Зависимость условных ба-

рьеров эмиссии от массовой асимметрии определяет зарядовые и массовые распределения вылетевших сложных фрагментов [51]. Потенциальная энергия и, соответственно, барьеры эмиссии тяжелых кластеров вычисляются в рамках жидкокапельной модели [71] с учетом вращения и конечного радиуса действия ядерных сил. Но в отличие от предыдущих подходов данная модель четко учитывает зависимость значений барьеров эмиссии тяжелых кластеров от координаты массовой (зарядовой) асимметрии. В работе [74] разработан компьютерный код GEMINI для описания сильно асимметричного деления горячего составного ядра. Ширины эмиссии легких частиц вычисляются в приближении Хаузера–Фешбаха с коэффициентами трансмиссии в виде ступенчатых функций углового момента. Таким образом, в GEMINI процессы испарения легких частиц и тяжелых кластеров описываются в рамках разных моделей и не учитывается вклад процесса квазиделения в сечение эмиссии тяжелых кластеров. Поскольку экспериментальные данные не удается воспроизвести в чисто статистических расчетах, необходимо создание новой модели эмиссии сложных фрагментов, которая позволила бы учесть каналы квазиделения и зависимость конкуренции различных каналов распада от углового момента [75–82].

1. МЕХАНИЗМ РЕАКЦИЙ КВАЗИДЕЛЕНИЯ И НАБЛЮДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОДУКТОВ КВАЗИДЕЛЕНИЯ

1.1. Модель. Согласно концепции ДЯС [15, 17, 23] процесс слияния ядер включает в себя формирование ДЯС на стадии захвата ядром-мишенью налетающего ядра и ее последующую эволюцию к составному ядру, протекающую путем передачи нуклонов от более легкого ядра к более тяжелому. Данная концепция позволила выявить две важные особенности в слиянии массивных ядер: существование потенциального барьера на пути к составному ядру и конкуренцию между полным слиянием и квазиделением. Динамика процесса слияния рассматривается как диффузия ДЯС по координатам зарядовой и массовой асимметрий, которые здесь определены зарядовым Z и массовым A_P числами легкого фрагмента ДЯС. В модели слияния ДЯС барьер B_η^{fus} потенциала по координате Z или A_P препятствует слиянию ядер.

Здесь мы предлагаем модель ДЯС для описания процесса квазиделения, где используются явно две степени свободы, зарядовая и массовая асимметрии. В этой модели система одновременно эволюционирует по Z и A_P посредством передачи протонов и нейтронов между ядрами и в то же время распадается по координате относительного расстояния R между центрами масс взаимодействующих ядер в сторону увеличения межъядерного расстояния из всех промежуточных конфигураций. В основе модели лежит предположение, что при рассматриваемых энергиях столкновения ядра сохраняют свои инди-

видуальные особенности, так как их перекрытие мало. Поэтому для квантово-механического описания внутренних степеней свободы используется одночастичное приближение с реалистическими схемами одночастичных уровней для каждого из ядер. Качественно процесс представляется следующим образом: две потенциальные ямы (потенциалы Вудса–Саксона) воздействуют друг на друга, вызывая изменения состояний нуклонов и их переходы из ядра в ядро. В данной модели механизм нуклонного обмена является основным механизмом диссипации кинетической энергии. Двухчастичные столкновения нуклонов учитываются косвенно через фермиевские (температурные) числа заполнения.

Одночастичный гамильтониан ДЯС удобно представить в виде

$$H(\mathbf{R}) = \sum_{i=1}^{A_{\text{tot}}} \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + U_P(\mathbf{r}_i - \mathbf{R}) + U_T(\mathbf{r}_i) \right), \quad (1)$$

где m — масса нуклона и $A_{\text{tot}} = A_P + A_T$ — суммарная атомная масса системы. Средние одночастичные потенциалы легкого U_P и тяжелого U_T ядер включают как ядерные, так и кулоновские поля. В представлении вторичного квантования гамильтониан (1) можно приблизительно записать следующим образом:

$$H = H_{\text{in}} + V_{\text{int}}, \quad (2)$$

где

$$H_{\text{in}} = \sum_P \epsilon_P a_P^\dagger a_P + \sum_T \epsilon_T a_T^\dagger a_T \quad (3)$$

и

$$V_{\text{int}} = \sum_{P,T} (g_{PT}(R) a_P^\dagger a_T + \text{h. c.}) \quad (4)$$

описывают внутренние состояния ядер ДЯС и переходы нуклонов между ядрами из-за действия среднего поля ДЯС соответственно. Здесь индексы P и T характеризуют набор квантовых чисел протонных и нейтронных одночастичных состояний с энергиями ϵ_P и ϵ_T в легком и тяжелом ядрах соответственно и R -зависимость матричного элемента $g_{PT}(R) = (1/2) \langle P | U_P + U_T | T \rangle$ заменена на его значение при $R = R_m$, где $R_m(Z, N)$ — расстояние, соответствующее положению минимума ядро-ядерного потенциала взаимодействия, определенное ниже. Поскольку в течение реакции в ДЯС устанавливается тепловое равновесие, недиагональные матричные элементы $\sum_{P \neq P'} \langle P | U_T | P' \rangle a_P^\dagger a_{P'}$ и $\sum_{T \neq T'} \langle T | U_P | T' \rangle a_T^\dagger a_{T'}$, ответственные за частично-дырочные переходы между одночастичными состояниями в одном из ядер ДЯС

под воздействием среднего поля ядра-партнера, отброшены в (2). Данные переходы приводят к некоторому размытию поверхности Ферми. Предполагается, что этот эффект учитывается введением температурных чисел заполнения одночастичных состояний. Температура определяется энергией возбуждения системы. Вклады в матричные элементы от неинерциальных эффектов не учитываются вследствие их малости.

ДЯС характеризуется полной энергией $E_n^{Z,N}$, зарядовым Z и нейтронным N числами легкого фрагмента и соответствующими числами тяжелого фрагмента. Дополнительное квантовое число n отличает состояния ДЯС с одинаковыми энергиями, зарядовыми и массовыми асимметриями. Обозначим как $P_{Z,N}(n, t)$ вероятность нахождения ДЯС в момент времени t в состоянии с (Z, N, n) при заданном значении энергии $E_n^{Z,N}$. Будем предполагать, что кинетический подход применим к описанию реакций многуклонных передач и вероятность $P_{Z,N}(n, t)$ может быть найдена посредством уравнения

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P_{Z,N}(n, t) = \sum_{Z', N', n'} \lambda(Z, N, n | Z', N', n') [P_{Z', N'}(n', t) - P_{Z,N}(n, t)] - \\ - \left[\Lambda_{Z,N}^{\text{qf}}(n) + \Lambda_{Z,N}^{\text{fis}}(n) \right] P_{Z,N}(n, t), \quad (5) \end{aligned}$$

где $\Lambda_{Z,N}^{\text{qf}}(n)$ и $\Lambda_{Z,N}^{\text{fis}}(n)$ — скорости квазиделения по координате R и деления тяжелого ядра ДЯС с массой $A_P = Z + N$ легкого партнера соответственно. Здесь $\lambda(Z, N, n | Z', N', n')$ является микроскопической скоростью вероятности перехода из состояния $|Z', N', n'\rangle$ в состояние $|Z, N, n\rangle$ и $\lambda(Z, N, n | Z', N', n') = \lambda(Z', N', n' | Z, N, n)$. Эти состояния — собственные функции H_{in} с собственными значениями $E_n^{Z,N}$:

$$H_{\text{in}} |Z, N, n\rangle = E_n^{Z,N} |Z, N, n\rangle.$$

Предполагая, что V_{int} мало по сравнению с H_{in} , микроскопическую скорость вероятности перехода можно определить в рамках нестационарной теории возмущения:

$$\begin{aligned} \lambda(Z, N, n | Z', N', n') = \\ = \frac{1}{\Delta t} \left| \langle Z, N, n | \mathcal{T} \exp \left(-\frac{i}{\hbar} \int_t^{t+\Delta t} V_{\text{int}}^I(\tau) d\tau \right) | Z', N', n' \rangle \right|^2 = \\ = \frac{1}{\Delta t} \left| \langle Z, N, n | V_{\text{int}} | Z', N', n' \rangle \right|^2 \frac{\sin^2 [\Delta t (E_n^{Z,N} - E_{n'}^{Z',N'}) / 2\hbar]}{(E_n^{Z,N} - E_{n'}^{Z',N'})^2 / 4}. \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь $V_{\text{int}}^I(\tau) = \exp(iH_{\text{in}}\tau/\hbar)V_{\text{int}}\exp(-iH_{\text{in}}\tau/\hbar)$ и \mathcal{T} — оператор упорядочивания по времени. Характерное время $\Delta t = 10^{-22}$ с должно не превышать время релаксации среднего поля ядра, но быть больше величины $2\pi\hbar/\Delta E$, где ΔE — разброс по энергии состояний, принадлежащих одной макроскопической ячейке.

Из одночастичного характера взаимодействия V_{int} следует, что $\lambda(Z, N, n|Z', N', n')$ отлично от нуля, только если состояния n и n' различаются на одну частично-дырочную пару. Разность энергий конфигураций в этом случае сводится к разности одночастичных энергий [14, 83]. Учет взаимного влияния средних полей ядер приводит к изменению разности одночастичных энергий в (6)

$$\epsilon_P - \epsilon_T \rightarrow \epsilon_P - \epsilon_T + e^2 \frac{Z(Z_{\text{tot}} - Z)}{2R_m},$$

где Z_{tot} — полный заряд системы. Вследствие дальнедействующего характера кулоновское взаимодействие дает основной вклад в сдвиг энергии протонных одночастичных уровней. В сильноасимметричных конфигурациях протонные уровни в легком фрагменте значительно смещаются вверх по энергии относительно одночастичных уровней тяжелого фрагмента, т. е. поверхность Ферми для протонов легкого фрагмента оказывается выше, чем в тяжелом фрагменте. Этот факт косвенно подтверждается в экспериментах по реакциям нуклонных передач [12]. Когда налетающий ион много легче ядра-мишени, измеренные сечения срыва протона с легкого ядра оказываются значительно большими, чем сечения срыва нейтрона.

Из (4) и (6) следует

$$\begin{aligned} \lambda(Z, N, n|Z \pm 1, N, n') &= \frac{1}{\Delta t} \sum_{P,T}^Z |g_{PT}|^2 n_P^{Z \pm 1, n'} \left(1 - n_T^{Z \pm 1, n'}\right) \times \\ &\quad \times n_T^{Z, n} \left(1 - n_P^{Z, n}\right) \frac{\sin^2 [\Delta t(\epsilon_P - \epsilon_T)/2\hbar]}{(\epsilon_P - \epsilon_T)^2/4}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \lambda(Z, N, n|Z, N \pm 1, n') &= \frac{1}{\Delta t} \sum_{P,T}^N |g_{PT}|^2 n_P^{N \pm 1, n'} \left(1 - n_T^{N \pm 1, n'}\right) \times \\ &\quad \times n_T^{N, n} \left(1 - n_P^{N, n}\right) \frac{\sin^2 [\Delta t(\epsilon_P - \epsilon_T)/2\hbar]}{(\epsilon_P - \epsilon_T)^2/4}. \end{aligned}$$

Величины с индексами P и T соответствуют числам заполнения и одночастичным энергиям легкого и тяжелого фрагментов соответственно. Символ $\sum_{P,T}^Z$ ($\sum_{P,T}^N$) обозначает суммирование по протонным (нейтронным) одночастич-

ным состояниям обоих ядер ДЯС. Здесь, $n_P^{Z,n}$ и $n_P^{N,n}$ — числа заполнения одночастичных протонных и нейтронных уровней в состоянии n легкого фрагмента с Z протонами и N нейтронами соответственно. Числа заполнения в (7) равны нулю или единице. Верхние и нижние индексы P или T соответствуют знакам «+» и «−» в (7) соответственно. Поскольку V_{int} в (4) — сумма одночастичных операторов, то при фиксированной n' :

$$\sum_n n_T^{Z(N),n} (1 - n_P^{Z(N),n}) = 1,$$

$$\sum_n n_P^{Z(N),n} (1 - n_T^{Z(N),n}) = 1.$$

Поэтому суммирование по n в (7) устраняет вышеприведенные факторы. Предполагая, что в ДЯС устанавливается тепловое равновесие, $P_{Z,N}(n, t)$ можно факторизовать в следующем виде [14, 83]:

$$P_{Z,N}(n, t) = P_{Z,N}(t) \Phi_{Z,N}(n, \Theta),$$

где $\sum_n \Phi_{Z,N}(n, \Theta) = 1$ и $\Phi_{Z,N}(n, \Theta)$ — вероятность найти ДЯС с асимметриями Z и N в состоянии n . Такое представление соответствует предположению, что время установления равновесного распределения между состояниями одной макроячейки заметно меньше времени переходов из одной макроячейки в другую. Это предположение всегда справедливо в транспортных теориях.

Рассмотрим сумму

$$\sum_n n_P^{Z(N),n} (1 - n_T^{Z(N),n}) \Phi_{Z,N}(n, \Theta). \quad (8)$$

В этом выражении $n_P^{Z(N),n} (1 - n_T^{Z(N),n})$ усредняется по всем оболочечным конфигурациям, принадлежащим одной и той же макроячейке с заданной энергией возбуждения. Предположим, что сумма (8) может быть выражена с помощью фермиевских (температурных) чисел заполнения

$$\sum_n n_P^{Z(N),n} (1 - n_T^{Z(N),n}) \Phi_{Z,N}(n, \Theta) = n_P^{Z(N)}(\Theta) (1 - n_T^{Z(N)}(\Theta)), \quad (9)$$

где температура $\Theta(Z, N)$ связана с энергией возбуждения, характеризующей макроячейку. Здесь $n_P^{Z(N)}(\Theta)$ ($n_T^{Z(N)}(\Theta)$) — фермиевские числа заполнения протонных (нейтронных) одночастичных состояний в легком (тяжелом) ядре.

Суммируя (5) по n , мы получаем систему мастер-уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P_{Z,N}(t) = & \Delta_{Z+1,N}^{(-,0)} P_{Z+1,N}(t) + \Delta_{Z-1,N}^{(+,0)} P_{Z-1,N}(t) + \\ & + \Delta_{Z,N+1}^{(0,-)} P_{Z,N+1}(t) + \Delta_{Z,N-1}^{(0,+)} P_{Z,N-1}(t) - \\ & - (\Delta_{Z,N}^{(-,0)} + \Delta_{Z,N}^{(+,0)} + \Delta_{Z,N}^{(0,-)} + \Delta_{Z,N}^{(0,+)} + \Lambda_{Z,N}^{\text{qf}} + \Lambda_{Z,N}^{\text{fis}}) P_{Z,N}(t), \end{aligned} \quad (10)$$

с начальными условиями $P_{Z,N}(0) = \delta_{Z,Z_i} \delta_{N,N_i}$ и транспортными коэффициентами

$$\begin{aligned} \Delta_{Z,N}^{(\pm,0)}(\Theta) &= \frac{1}{\Delta t} \sum_{P,T}^Z |g_{PT}|^2 n_P(\Theta) (1 - n_T(\Theta)) \frac{\sin^2 [\Delta t(\epsilon_P - \epsilon_T)/2\hbar]}{(\epsilon_P - \epsilon_T)^2/4}, \\ \Delta_{Z,N}^{(0,\pm)}(\Theta) &= \frac{1}{\Delta t} \sum_{P,T}^N |g_{PT}|^2 n_T(\Theta) (1 - n_P(\Theta)) \frac{\sin^2 [\Delta t(\epsilon_P - \epsilon_T)/2\hbar]}{(\epsilon_P - \epsilon_T)^2/4}, \\ \Lambda_{Z,N}^{\text{qf}}(\Theta) &= \sum_n \Lambda_{Z,N}^{\text{qf}}(n) \Phi_{Z,N}(n, \Theta), \\ \Lambda_{Z,N}^{\text{fis}}(\Theta) &= \sum_n \Lambda_{Z,N}^{\text{fis}}(n) \Phi_{Z,N}(n, \Theta). \end{aligned} \quad (11)$$

Транспортные коэффициенты характеризуют скорости вероятностей передачи протонов и нейтронов из тяжелого фрагмента в легкий ($\Delta_{Z,N}^{(+,0)}$, $\Delta_{Z,N}^{(0,+)}$) или наоборот ($\Delta_{Z,N}^{(-,0)}$, $\Delta_{Z,N}^{(0,-)}$). Одночастичный спектр, кратности вырождения уровней непосредственно входят в расчеты микроскопических транспортных коэффициентов. Таким образом, в расчетах учитывается влияние оболочечных эффектов на эволюцию системы. Плотности одночастичных состояний входят в расчеты через особенности оболочечной структуры взаимодействующих ядер. Учет оболочечной структуры существенно ограничивает вероятности переходов нуклонов благодаря действию правил отбора по проекции одночастичного момента и спина. Около поверхностей Ферми взаимодействующих ядер могут оказаться уровни, переходы между которыми ослаблены вследствие слабого перекрытия одночастичных волновых функций. Это указывает на более богатые возможности описания эволюции ДЯС в микроскопическом подходе.

Усредняя по внутренним состояниям n скорости вероятностей распада по R и деления тяжелого фрагмента ДЯС, мы получаем коэффициенты $\Lambda_{Z,N}^{\text{qf}}(\Theta)$ и $\Lambda_{Z,N}^{\text{fis}}(\Theta)$, зависящие от температуры Θ . Полученные выражения для этих коэффициентов будут обсуждены ниже. Решение системы мастер-уравнений (10) с членом распада по R и микроскопически вычисленными транспортными коэффициентами дает реалистическое описание эволюции

ДЯС по координатам массовой и зарядовой асимметрий. Следует отметить, что в духе модели независимых частиц в (10) учитываются только переходы $Z \rightleftharpoons Z \pm 1$ и $N \rightleftharpoons N \pm 1$.

Чтобы упростить вычисление транспортных коэффициентов (11) для каждой пары Z и N , мы использовали реалистические одночастичные уровни, полученные со сферическим потенциалом Вудса–Саксона, спин-орбитальным и кулоновским взаимодействиями [14, 84]. Примеры этих схем уровней даны в работе [85]. Шкала одночастичных энергий фиксировалась так, чтобы энергия последнего заполненного уровня соответствовала экспериментальной энергии отрыва нуклона.

Как было показано в [27, 84], эта упрощенная процедура эффективно учитывает особенности структуры ядер ДЯС. Действительно, значения $\Delta_{Z,N}^{(\pm,0)}$ и $\Delta_{Z,N}^{(0,\pm)}$ зависят от суммы по одночастичным состояниям, которая не чувствительна к расщеплению уровней из-за деформации. Нуклонная передача, главным образом, происходит между одночастичными состояниями около поверхностей Ферми ядер ДЯС из-за действия блокировки Паули $n_T (1 - n_P)$ и правил отбора в матричных элементах g_{PT} . Для вычисления матричных элементов g_{PT} использован аналитический метод, предложенный в работе [86]. Параметры, входящие в матричные элементы, взяты одинаковыми для всех рассмотренных реакций.

Если при некоторых Z и N значения $\Delta_{Z,N}^{(+,0)}$ и $\Delta_{Z,N}^{(0,+)}$ близки к значениям $\Delta_{Z,N}^{(-,0)}$ и $\Delta_{Z,N}^{(0,-)}$ соответственно и выполняются неравенства $\Delta_{Z,N}^{(+,0)} > \Delta_{Z,N}^{(-,0)}$ и $\Delta_{Z,N}^{(0,+)} < \Delta_{Z,N}^{(0,-)}$ ($\Delta_{Z,N}^{(0,+)} > \Delta_{Z,N}^{(0,-)}$ и $\Delta_{Z,N}^{(+,0)} < \Delta_{Z,N}^{(-,0)}$) при малых и больших Z (N) соответственно или $\Delta_{Z,N}^{(\pm,0)}$ и $\Delta_{Z,N}^{(0,\pm)}$ минимальны относительно значений для соседних Z и N , $P_{Z,N}$ может иметь максимум в соответствии с (10).

Эффекты деформации эффективно учтены в (10) через зависимость энергии возбуждения E^* или температуры ДЯС Θ от Z , N и деформации ядер ДЯС. Изменение E^* противоположно по знаку изменению потенциальной энергии ДЯС (см. ниже).

Вращательная энергия ДЯС определяется как

$$V_{\text{rot}}(R, Z, N, \beta_P, \beta_T, J) = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2(\mathfrak{I}_P + \mathfrak{I}_T + \mu_{PT} R^2)}, \quad (12)$$

где \mathfrak{I}_P и \mathfrak{I}_T являются моментами инерции ядер ДЯС, $\mu_{PT} = mA_P A_T / A$ и β_P и β_T — параметры квадрупольной деформации ядер ДЯС. Для того чтобы феноменологически учесть вращение ДЯС в (11), необходимо перенормиро-

вать одночастичные энергии ϵ_P и ϵ_T следующим образом:

$$\begin{aligned}\epsilon_P &\rightarrow \epsilon_P + \frac{\mathfrak{I}_P + \mu_{PT}R^2 A_T/A}{A_P(\mathfrak{I}_P + \mathfrak{I}_T + \mu_{PT}R^2)} V_{\text{rot}}, \\ \epsilon_T &\rightarrow \epsilon_T + \frac{\mathfrak{I}_T + \mu_{PT}R^2 A_P/A}{A_T(\mathfrak{I}_P + \mathfrak{I}_T + \mu_{PT}R^2)} V_{\text{rot}},\end{aligned}\quad (13)$$

т. е. вращательная энергия распределена между ядрами ДЯС пропорционально их моментам инерции относительно центра масс ДЯС.

1.2. Потенциальная энергия ДЯС. Потенциальная энергия ДЯС вычисляется, как в работе [17, 27],

$$\begin{aligned}U(R, Z, N, \beta_P, \beta_T, J) &= B_P(\beta_P^{\text{gs}}) + B_T(\beta_T^{\text{gs}}) + B_{\text{def}}(\beta_P, \beta_T) + \\ &+ V(R, Z, N, \beta_P, \beta_T, J),\end{aligned}\quad (14)$$

где B_P и B_T являются дефектами масс фрагментов [87, 88] в их основных состояниях с параметрами деформации β_P^{gs} и β_T^{gs} , B_{def} — энергия деформации ядер ДЯС с $B_{\text{def}}(\beta_P^{\text{gs}}, \beta_T^{\text{gs}}) = 0$. Ядро-ядерный потенциал взаимодействия [17, 27] в (14),

$$\begin{aligned}V(R, Z, N, \beta_P, \beta_T, J) &= V_C(R, Z, \beta_P, \beta_T) + V_N(R, Z, N, \beta_P, \beta_T) + \\ &+ V_{\text{rot}}(R, Z, N, \beta_P, \beta_T, J),\end{aligned}\quad (15)$$

есть сумма центробежного потенциала V_{rot} , кулоновского потенциала V_C и ядерного потенциала V_N . Для ядерной части ядро-ядерного потенциала мы используем формализм двойной свертки [89]

$$V_N = \int \rho_1(\mathbf{r}_1) \rho_2(\mathbf{R} - \mathbf{r}_2) F(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (16)$$

где $F(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = C_0 \left[F_{\text{in}} \frac{\rho_0(\mathbf{r}_1)}{\rho_{00}} + F_{\text{ex}} \left(1 - \frac{\rho_0(\mathbf{r}_1)}{\rho_{00}} \right) \right] \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ — эффективные нуклон-нуклонные силы Мигдала [90], которые известны из теории конечных ферми-систем [90, 91], $\rho_0(\mathbf{r}) = \rho_1(\mathbf{r}) + \rho_2(\mathbf{R} - \mathbf{r})$ и $F_{\text{in,ex}} = f_{\text{in,ex}} + f'_{\text{in,ex}} \frac{(N - Z)(N_2 - Z_2)}{(N + Z)(N_2 + Z_2)}$. Здесь $\rho_1(\mathbf{r}_1)$ и $\rho_2(\mathbf{r}_2)$, и N_2 (Z_2) — ядерные плотности легкого и тяжелого ядер ДЯС и число нейтронов (протонов) тяжелого ядра ДЯС. Расчеты произведены со следующим набором параметров: $C_0 = 300 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^3$, $f_{\text{in}} = 0,09$, $f_{\text{ex}} = -2,59$, $f'_{\text{in}} = 0,42$, $f'_{\text{ex}} = 0,54$ и $\rho_{00} = 0,17 \text{ Фм}^{-3}$ [90]. Плотности ядер параметризуем в виде симметризованной функции Ферми с параметрами радиуса ядра $r_0 = 1,02\text{--}1,16 \text{ Фм}$ и диффузии $a = 0,48\text{--}0,56 \text{ Фм}$, зависящими от зарядового и массового чисел ядра [89].

В результате анализа большого количества численных расчетов найдено простое приближенное выражение для ядерной части ядро-ядерного потенциала взаимодействия:

$$\begin{aligned}
V_N(R, Z, N, \beta_P, \beta_T) &= \\
&= V_0[\exp(-2(R - R_{PT})\alpha/R_{PT}) - 2\exp(-(R - R_{PT})\alpha/R_{PT})], \\
V_0 &= 2\pi a_P a_T \bar{R}(11,3 - 0,82\bar{R}_0) \left(1 + \frac{0,16(\beta_P + \beta_T)}{1 + \exp[-17(|\eta| - 0,5)]}\right), \\
\alpha &= (11,47 - 17,32a_P a_T + 2,07\bar{R}_0)(1 + 0,25(\beta_P + \beta_T)), \\
\bar{R}_0 &= \frac{R_P R_T}{R_P + R_T}, \quad R_{PT} = D_P + D_T + 0,1 \Phi_M, \\
D_{P(T)} &= R_{P(T)} \left(1 + \left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2} \beta_{P(T)} - \frac{1}{4\pi} \beta_{P(T)}^2\right), \\
\bar{R} &= \frac{\bar{R}_P \bar{R}_T}{\bar{R}_P + \bar{R}_T}, \quad \bar{R}_{P(T)} = D_{P(T)} \frac{1 + \left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2} \beta_{P(T)} - \frac{1}{4\pi} \beta_{P(T)}^2}{1 + 4 \left(\frac{5}{4\pi}\right)^{1/2} \beta_{P(T)} - \frac{1}{4\pi} \beta_{P(T)}^2}.
\end{aligned} \tag{17}$$

Здесь $a_T = 0,56 \Phi_M$ и $a_P = a_T - 0,015|\eta|$ — параметры диффузности тяжелого и легкого ядер соответственно (легкое ядро имеет маленькую размытость диффузного слоя), и $R_{P(T)} = r_0 A_{P(T)}^{1/3}$ ($r_0 = 1,16 \Phi_M$) является радиусом ядра «P» («T»). Ориентации деформированных ядер ДЯС следуют минимуму потенциальной энергии.

1.3. Распад ДЯС. При распаде ДЯС должна преодолеть потенциальный барьер $B_R^{\text{qf}} = B_{\text{qf}}$ квазиделения [17]. Величина B_{qf} совпадает с глубиной кармана в ядро-ядерном потенциале взаимодействия. Карман имеет минимум при $R_m \approx R_P(1 + \beta_P \sqrt{5/(4\pi)}) + R_T(1 + \beta_T \sqrt{5/(4\pi)}) + 0,5 \Phi_M$ и удерживает ядра ДЯС в контакте [17, 23, 26]. Значение B_{qf} зависит от Z и, главным образом, определяет время жизни t_0 ДЯС. Поскольку мы рассматриваем реакции с тяжелыми ядрами при энергиях немного выше кулоновского барьера, при $R_b \approx R_P(1 + \beta_P \sqrt{5/(4\pi)}) + R_T(1 + \beta_T \sqrt{5/(4\pi)}) + 2 \Phi_M$, ДЯС имеют относительно большие моменты инерции, и барьер квазиделения B_{qf} зависит слабо от углового момента при $J < 70$.

Таким образом, значение B_{qf} вычисляется с помощью (15). В рассмотренных тяжелых ДЯС B_{qf} — приблизительно 4,5 МэВ при $Z = 20$ и меньше чем 0,5 МэВ при $Z = Z_{\text{tot}}/2 \pm 10$. С качественной точки зрения ясно, что на стадии захвата двух ядер или распада ДЯС барьер появляется, потому что ядерные силы становятся слабее, чем кулоновские силы

с увеличением расстояния. Для асимметричной ДЯС значение B_{qf} больше, чем для более симметричной ДЯС. Для рассмотренной почти симметричной ДЯС расчетный барьер квазиделения согласуется с существованием асимметричного по отношению к зеркальному отражению третьего минимума, найденного экспериментально [92] в некоторых тяжелых ядрах, и с расчетами оболочечной модели и макроскопическо-микроскопическими вычислениями [93]. Как было ранее отмечено в [94], физическая причина существования третьего минимума — полное формирование фрагментов в точке разрыва. Действительно, ядро в третьем минимуме подобно ДЯС, распаду которого препятствует барьер квазиделения. Наши вычисления потенциальной энергии касательных конфигураций в точке разрыва более реалистичские, чем жидкокапельные вычисления, в которых используются различные феноменологические критерии разделения фрагментов вместо динамического описания стадии разрыва и перехода к двум разделенным ядрам с различными N/Z -отношениями.

В (15) предполагается, что коллективная степень свободы шейки не меняется. В двухцентровой оболочечной модели [32] ДЯС имеет параметр шейки $\varepsilon \approx 0,8$, который соответствует шейке, сформированной в результате перекрытия диффузных «хвостов» плотностей ядер в основном состоянии. В работе [32] показано, что размер шейки остается фактически постоянным в течение времени слияния или квазиделения из-за большого инерциального параметра данной переменной. Вычисления с помощью двухцентровой оболочечной модели показывают, что барьер квазиделения существует даже при большом размере шейки, и появление этого барьера не связано с фиксированной шейкой в (15).

Распад ДЯС по R описывается с помощью одномерной формулы Крамера для скорости потока [95–97]

$$\Lambda_{Z,N}^{\text{qf}}(\Theta) = \frac{\omega}{2\pi\omega^{B_{\text{qf}}}} \left(\sqrt{\left(\frac{\Gamma}{2\hbar}\right)^2 + (\omega^{B_{\text{qf}}})^2} - \frac{\Gamma}{2\hbar} \right) \exp\left(-\frac{B_{\text{qf}}(Z, N)}{\Theta(Z, N)}\right), \quad (18)$$

которая экспоненциально зависит от $B_{\text{qf}}(Z, N)$ при данных зарядовой и массовой асимметрии [17]. Высота B_{qf} этого барьера непрерывно уменьшается с увеличением Z до симметричного ДЯС, поскольку увеличивающееся кулоновское отталкивание приводит к очень мелкому карману ядро-ядерного потенциала взаимодействия для почти симметричных конфигураций. Температура $\Theta(Z, N)$ вычисляется с помощью выражения $\Theta = \sqrt{E^*/a}$ модели ферми-газа, где $E^*(Z, N)$ — энергия возбуждения ДЯС и $a = A_{\text{tot}}/12 \text{ МэВ}^{-1}$ — параметр плотности уровней. Если внутренний барьер слияния по координате Z расположен при $Z = Z_{\text{BG}}$ (точка Бусинаро–Галоне, N_{BG} выбран посредством минимизации потенциальной энергии относительно N при

фиксированном $Z = Z_{\text{BG}}$, энергия возбуждения $E^*(Z, N)$ ДЯС растет с уменьшением Z при $Z < Z_{\text{BG}}$ и с увеличением Z при $Z > Z_{\text{BG}}$. Расчеты поверхностей потенциальной энергии ДЯС как функции Z показывают, что внутренние барьеры слияния расположены при $Z_{\text{BG}} = 8-12$ для реакций холодного и горячего слияния. В (18) $\omega^{B_{\text{qf}}}$ и ω — частоты перевернутого и гармонического осцилляторов, аппроксимирующих реалистический потенциал V по R около кулоновского барьера и потенциального кармана соответственно. Для рассмотренных реакций мы используем постоянные значения $\hbar\omega^{B_{\text{qf}}} = 1,0$ МэВ и $\hbar\omega = 2,0$ МэВ. Коэффициент трения $\Gamma = 2,8$ МэВ по R имеет тот же порядок величины, что и вычисленные в моделях однотельной диссипации [10, 17]. Возможность применения формулы Крамерса к относительно маленьким барьерам распада продемонстрирована в [98]. Поскольку переходные времена довольно короткие для рассмотренных E^* и B_{qf} , использование формулы (18) оправданно. Как и для расчета деления, где задействовано большое количество каналов, формула Крамерса подходит для расчета квазиделения и точность вычислений сопоставима с точностью расчетов потенциальных барьеров. Диффузия по координате массовой асимметрии является довольно быстрым процессом, и температура Θ почти симметричной ДЯС — приблизительно 1,5 МэВ в рассмотренных реакциях. Поэтому для барьера квазиделения 0,5 МэВ $\exp(-B_{\text{qf}}/\Theta) \approx 0,7$ в (18) и расчетные выходы почти симметричных продуктов не чувствительны к значениям B_{qf} в интервале 0–0,8 МэВ при $Z = Z_{\text{tot}}/2 \pm 10$.

1.4. Выход по заряду и массе продуктов квазиделения. Измеряемые зарядовые и массовые выходы продуктов квазиделения можно определить в виде произведения вероятности формирования $P_{Z,N}(t)$ конфигурации ДЯС с Z и N и вероятности распада по R , представленной скоростью потока квазиделения $\Lambda_{Z,N}^{\text{qf}}$:

$$Y_{Z,N}(t_0) = \Lambda_{Z,N}^{\text{qf}} \int_0^{t_0} P_{Z,N}(t) dt. \quad (19)$$

Здесь t_0 — время реакции, которая находится из решения уравнения

$$\sum_{Z,N} \left[\Lambda_{Z,N}^{\text{qf}} + \Lambda_{Z_{\text{tot}}-Z, N_{\text{tot}}-N}^{\text{fis}} \right] \int_0^{t_0} P_{Z,N}(t) dt = 1 - P_{\text{CN}},$$

где $N_{\text{tot}} = A_{\text{tot}} - Z_{\text{tot}}$ и $P_{\text{CN}} = \sum_{Z < Z_{\text{BG}}, N < N_{\text{BG}}} P_{Z,N}(t_0)$ — вероятность слияния, определенная как доля вероятности в области асимметрий $Z < Z_{\text{BG}}$ и $N < N_{\text{BG}}$ в момент времени t_0 . Предполагается, что ДЯС с $Z < Z_{\text{BG}}$

эволюционируют к составному ядру с вероятностью единица. Вычисленные таким образом значения P_{CN} практически совпадают с вероятностями, полученными совершенно другим методом в работе [23]. Характерное время (несколько единиц 10^{-21} с) данной эволюции короче, чем время распада нестабильного сверхтяжелого составного ядра или нестабильного сверхтяжелого ядра в очень асимметричном ДЯС. Массовый выход продуктов квазиделения определен следующим образом:

$$Y(A_P) = \sum_Z Y_{Z, A_P - Z}(t_0). \quad (20)$$

Для энергий выше кулоновского барьера V_b сечение захвата оценивается как

$$\sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{\text{cm}}} J_{\text{cap}}(J_{\text{cap}} + 1), \quad (21)$$

где μ — приведенная масса во входном канале; $J_{\text{cap}} \leq \sqrt{2\mu R_b^2(E_{\text{cm}} - V_b)}$ и должно быть меньше, чем критический угловой момент J_{cr} . Траектории с $J \geq J_{\text{cr}}$ дают вклад в канал глубоконеупругих столкновений. В модели ДЯС [17, 23, 26] полное сечение квазиделения

$$\sigma_{\text{qf}}(E_{\text{cm}}) \approx [1 - P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}) - P_f(E_{\text{cm}})] \sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}) \quad (22)$$

зависит от сечения захвата σ_{cap} при переходе сталкивающихся ядер через кулоновский барьер, вероятности P_{CN} образования составного ядра после захвата и вероятности деления

$$P_f = \sum_{Z, N} \Lambda_{Z_{\text{tot}} - Z, N_{\text{tot}} - N}^{\text{fis}} \int_0^{t_0} P_{Z, N}(t) dt$$

тяжелого фрагмента ДЯС. В модели ДЯС налетающее ядро захватывается ядром-мишенью и образуется ДЯС, которая эволюционирует к составному ядру или распадается в канале квазиделения. Поскольку нас интересуют реакции с $P_{\text{CN}} \ll 1$ при энергиях около кулоновского барьера, только парциальные волны $J < J_{\text{cr}}$ вносят вклад в σ_{qf} и $\sigma_{\text{qf}} \approx \sigma_{\text{cap}}$.

Полное сечение квазиделения $\sigma_{\text{qf}}(E_{\text{cm}}) = \sum_{A_P} \sigma_{\text{qf}}(E_{\text{cm}}, A_P)$ можно представить в виде суммы сечений $\sigma_{\text{qf}}(E_{\text{cm}}, A_P)$ продуктов квазиделения с определенными массовыми числами A_P легкого фрагмента. Таким образом, выходы продуктов квазиделения с массой A_P определены следующим образом:

$$\sigma_{\text{qf}}(E_{\text{cm}}, A_P) = Y(A_P) \sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}), \quad (23)$$

где на $Y(A_P)$ наложено условие $\sum_{A_P} Y(A_P) = 1 - P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}) - P_f(E_{\text{cm}})$.

1.5. Распределение полной кинетической энергии продуктов квазиделения. Для того чтобы вычислить среднее значение и дисперсию полной кинетической энергии (ТКЕ) продуктов квазиделения, необходимо знать равновесные деформации фрагментов. Вычисления ядро-ядерного потенциала взаимодействия с помощью (15) и энергии связи ядер в рамках двухцентровой оболочечной модели показали, что равновесные деформации ядер ДЯС отклоняются от их значений в основном состоянии из-за эффекта поляризации ядер.

Поляризация ядер почти симметричного ДЯС довольно большая из-за сильного кулоновского взаимодействия ядер [99]. Для ядер с $A = A_{\text{tot}}/2 \pm 20$ в ДЯС деформации приблизительно в 3–4 раза больше, чем деформации ядер в основном состоянии. Эти большие деформации ядер ДЯС должны быть учтены, чтобы описать экспериментальные ТКЕ фрагментов квазиделения. Однако увеличение B_{def} в (14) с $\beta_P - \beta_P^{\text{gs}}$ и $\beta_T - \beta_T^{\text{gs}}$ компенсируется уменьшением ядро-ядерного потенциала взаимодействия. Поэтому при $\beta_P > \beta_P^{\text{gs}}$ и $\beta_T > \beta_T^{\text{gs}}$ потенциальная энергия ДЯС как функция Z и N при $R = R_m$ слабо зависит от параметров деформации и $U(R_m, Z, N, \beta_P, \beta_T, J) \approx U(R_m, Z, N, \beta_P^{\text{gs}}, \beta_T^{\text{gs}}, J)$. То же самое найдено в модели точки разрыва [100].

Зарядовое, массовое и деформационное распределение продуктов квазиделения может быть записано в следующем виде:

$$W = W(Z, N, \beta_P, \beta_T) = Y_{Z,N}(t_0) w_{\beta_P}(Z, N) w_{\beta_T}(Z_{\text{tot}} - Z, N_{\text{tot}} - N). \quad (24)$$

Здесь вероятность $w_{\beta}(Z, N)$ найти ядро ДЯС с деформацией β при фиксированных значениях Z и N имеет вид гауссовского распределения:

$$w_{\beta}(Z, N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\beta}^2}} \exp\left(-\frac{(\beta - \langle\beta\rangle)^2}{2\sigma_{\beta}^2}\right) \quad (25)$$

с $\sigma_{\beta}^2 = \frac{\hbar\omega_{\text{vib}}}{2C_{\text{vib}}} \text{cth}(\hbar\omega_{\text{vib}}/(2\Theta))$, где $\omega_{\text{vib}}(Z, N)$ и $C_{\text{vib}}(Z, N)$ — частота и параметр жесткости квадрупольных колебаний соответственно. Параметр жесткости определен как [101]

$$C_{\text{vib}}(Z, N) = \frac{\hbar\omega_{\text{vib}}(3Zr_0^2(Z+N)^{2/3}/(4\pi))^2}{2B(E2)_{\text{vib}}}. \quad (26)$$

Так как не у всех ядер первые низколежащие вибрационные состояния четко определены, мы берем экспериментальные нижайшие 2^+ -состояния, представленные в таблице [102], как вибрационные, если $B(E2)^{\text{exp}} < 0,55e^2b^2$. Если $B(E2)^{\text{exp}} > 0,55e^2b^2$, 2^+ -состояния с энергией $E_{2^+}^{\text{exp}}$ [102] являются вращательными состояниями. В этом случае $\hbar\omega_{\text{vib}}$ и $B(\bar{E}2)_{\text{vib}}$ могут быть оценены

как $\hbar\omega_{\text{vib}} \approx E_{2^+}^{\text{exp}} B(E2)^{\text{exp}} / 0,55e^2b^2$ и $B(E2)_{\text{vib}} \approx E_{2^+}^{\text{exp}} B(E2)^{\text{exp}} / (\hbar\omega_{\text{vib}}) = 0,55e^2b^2$. Для известных вибрационных состояний в ядрах с $\hbar\omega_{\text{vib}} > E_{2^+}$ эти оценки довольно хорошие. Поскольку значение $\langle\beta\rangle$ больше, чем значение β в основном состоянии из-за эффекта поляризации, мы предполагаем здесь, что β -колебания около $\langle\beta\rangle$ имеют те же свойства, что и β -колебания около основного состояния.

С помощью (24) мы вычисляем среднюю полную кинетическую энергию как функцию массового числа легкого фрагмента:

$$\begin{aligned} \langle \text{TKE}(A_P) \rangle &= \\ &= \int \int d\beta_P d\beta_T \sum_{\substack{Z, N \\ Z+N=A_P}} \text{TKE} \cdot W \left/ \left(\int \int d\beta_P d\beta_T \sum_{\substack{Z, N \\ Z+N=A_P}} W \right) \right. \approx \\ &\approx \sum_Z \text{TKE} \Big|_{\substack{\beta_P = \langle\beta_P\rangle \\ \beta_T = \langle\beta_T\rangle}} Y_{Z, A_P - Z}(t_0) \left/ \sum_Z Y_{Z, A_P - Z}(t_0) \right., \quad (27) \end{aligned}$$

где $\text{TKE} = V_N(R_b) + V_C(R_b)$ — величина кулоновского барьера для s -волны и $R_b = R_b(Z, N, \beta_P, \beta_T)$ — значение позиции кулоновского барьера. Дисперсия ТКЕ может быть записана как сумма вкладов дисперсий из-за обмена нуклонами и флуктуаций деформаций ядер:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{TKE}}^2(A_P) &\approx \\ &\approx \sum_Z \text{TKE}^2 \Big|_{\substack{\beta_P = \langle\beta_P\rangle \\ \beta_T = \langle\beta_T\rangle}} Y_{Z, A_P - Z}(t_0) \left/ \sum_Z Y_{Z, A_P - Z}(t_0) \right. - \langle \text{TKE}(A_P) \rangle^2 + \\ &\quad + (\sigma_{\text{TKE}}^{\text{def}}(A_P))_{\text{light nucleus } P}^2 + (\sigma_{\text{TKE}}^{\text{def}}(A_P))_{\text{heavy nucleus } T}^2, \quad (28) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} (\sigma_{\text{TKE}}^{\text{def}}(A_P))_j^2 &= \\ &= \sum_Z \left(\frac{\partial \text{TKE}}{\partial \beta_j} \right)^2 \Big|_{\substack{\beta_P = \langle\beta_P\rangle \\ \beta_T = \langle\beta_T\rangle}} \sigma_{\beta_j}^2 Y_{Z, A_P - Z}(t_0) \left/ \sum_Z Y_{Z, A_P - Z}(t_0) \right. \quad (29) \end{aligned}$$

с $j = P$ или T .

1.6. Обсуждение результатов. Скорости распадов ДЯС определены с помощью вычисленных значений $B_{\text{qf}}(Z, N)$. Уменьшение значения B_{qf} с увеличением Z демонстрировалось в работе [26]. Во всех реакциях, которые рассматриваются здесь, времена жизни ДЯС $t_0 \approx (3-4) \cdot 10^{-20}$ с, что находится в хорошем согласии со временами, извлеченными из экспериментальных данных [103]. Присутствие $\Lambda_{Z, N}^{\text{qf}} \neq 0$ в (10) уменьшает выход симметричных ДЯС. Таким образом, данный распадный член очень важен для корректного описания выходов продуктов квазиделения, образующихся за времена t_0 реакции. Характерное время квазиделения, по крайней мере, на один порядок больше, чем характерное время реакций глубоконеупругих столкновений.

Во всех реакциях средние значения ТКЕ для продуктов почти симметричного квазиделения находятся в согласии с экспериментальной систематикой Виолы: $\langle \text{ТКЕ} \rangle = 0,131 Z_{\text{tot}}^2 / A_{\text{tot}}^{1/3}$ [104]. Эта систематика очень близка к экспериментальной систематике $\langle \text{ТКЕ} \rangle = 0,13323 Z_{\text{tot}}^2 / A_{\text{tot}}^{1/3} - 11,64$, найденной в работе [105] для ядер в массовой области $230 \leq A_{\text{tot}} < 256$. Нужно подчеркнуть, что экспериментальное измерение ТКЕ имеет большие систематические и статистические неопределенности. Например, для продуктов квазиделения с $A_P = A_{\text{tot}}/2 \pm 20$ в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ [7] и [6] дают $\langle \text{ТКЕ} \rangle = (246 \pm 4)$ МэВ и (237 ± 4) МэВ соответственно. Расчетное $\langle \text{ТКЕ} \rangle$ — 248 МэВ, тогда как систематики [104] и [105] дают 249 и 242 МэВ соответственно.

1.7. Реакции горячего слияния. Барьер квазиделения увеличивается для значений Z меньших, чем атомное число налетающего ядра-снаряда, что приводит к уменьшению скорости распада асимметричных ДЯС. Однако, как показано на рис. 1 для реакции квазиделения $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{292}114$ [35, 36], малые выходы легких ядер от Ne до Ca могут быть измерены. Измерение продуктов с $A_P \approx 20$ и 28 в столкновениях около кулоновского барьера подтвердило бы эволюцию ДЯС к составному ядру по коллективной координате зарядовой (массовой) асимметрии. Выходы легких продуктов, как известно, больше при больших энергиях бомбардировки. На рис. 1 энергия возбуждения E_{CN}^* соответствующего составного ядра связана с энергией бом-

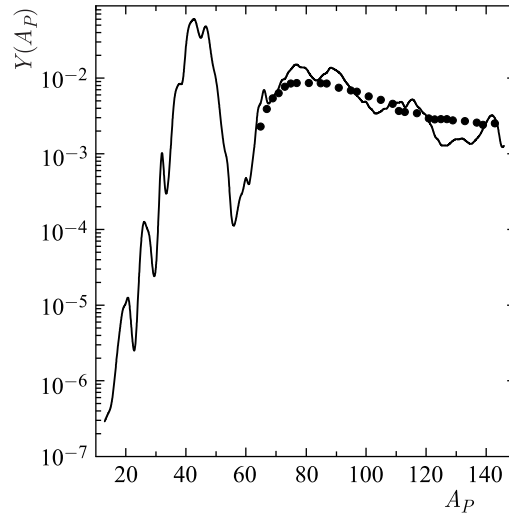


Рис. 1. Выход по массе продуктов квазиделения как функция массового числа легкого фрагмента в реакции горячего слияния $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{292}114$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 42 МэВ. Экспериментальные данные [1] показаны точками

бардировки $E_{cm} = E_{CN}^* - Q$, которая превышает величину кулоновского барьера на значение $E_{CN}^* - [U(Z = 20, N = 28) + B_{qf}(Z = 20, N = 28)] = E^*(Z_i, N_i) - B_{qf}(Z = 20, N = 28)$, где Z_i и N_i — начальные значения асимметрий во входном канале.

На рис. 2 сравниваются экспериментальные [1, 7] и расчетные массовые распределения $Y(A_P)$ и дисперсии ТКЕ фрагментов как функции массового числа легкого фрагмента в реакции горячего слияния $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}112$. Следует отметить, что небольшие осцилляции экспериментальных выходов сравнимы с точностью измерений [1]. Как было экспериментально найдено в работе [11], максимум массового распределения около начального массового числа $A_i = 48$ немного смещен к меньшим $A_P = 42-44$, в то время как максимум зарядового распределения соответствует $Z = Z_i = 20$. То же самое получено и в наших вычислениях. Отметим, что около входного

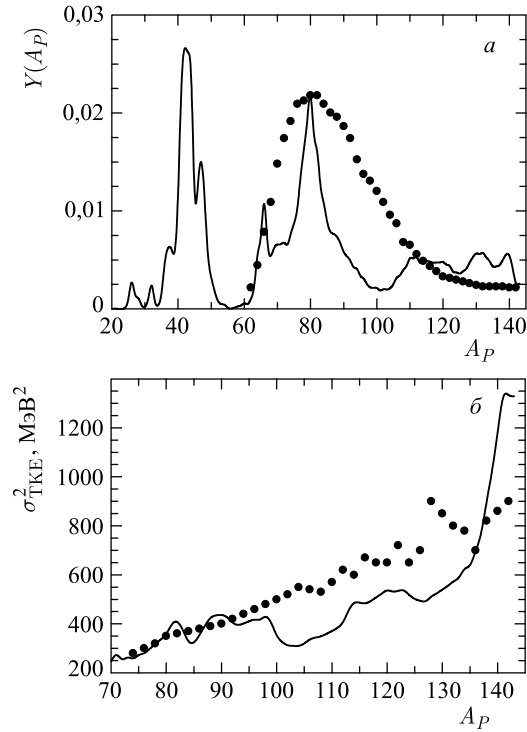


Рис. 2. Рассчитанные (линии) выход по массе (а) и дисперсия ТКЕ (б) продуктов квазиделения как функции массового числа легкого фрагмента в реакции горячего слияния $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}112$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 33,4 МэВ. Экспериментальные данные [1] показаны точками

канала продукты квазиделения сильно перекрываются с продуктами глубоко-неупругих столкновений и были исключены из экспериментального анализа, так как их трудно отличить от последних. Поскольку вычисления выполнены при угловых моментах меньших, чем критический угловой момент, и глубоко-неупругие или квазиупругие столкновения не рассмотрены, расчетный пик около начальной массовой асимметрии соответствует только квазиделению. Барьеры квазиделения довольно маленькие во входном канале рассмотренных реакций. При большом барьере квазиделения для начальной массовой асимметрии данный пик не так явно выражен и даже может исчезнуть.

Максимумы в массовых и зарядовых выходах коррелируют с минимумами управляющего потенциала $U(R_m, Z, N, \beta_P^{gs}, \beta_T^{gs}, J = 0)$ (рис. 3), которые вызваны оболочечными эффектами ядер ДЯС. На рис. 3 мы представляем управляющий потенциал как функцию A_P после минимизации U относительно N/Z -отношения при каждом A_P . По сравнению с нашими предыдущими вычислениями массового выхода продуктов квазиделения [26], где была рассмотрена только эволюция ДЯС по координате Z и N строго следовало за Z , настоящие результаты показывают больше структуры. При массе легкого продукта $A_P > 48$ максимальный выход фрагментов квазиделения происходит из конфигураций с тяжелыми ядрами около ^{208}Pb , для которых потенциальная энергия ДЯС имеет минимум [27]. Потенциальный минимум препятствует переходу ДЯС к конфигурациям с меньшей массовой асимметрией, и, соответственно, вероятность распада из конфигураций с тяжелыми

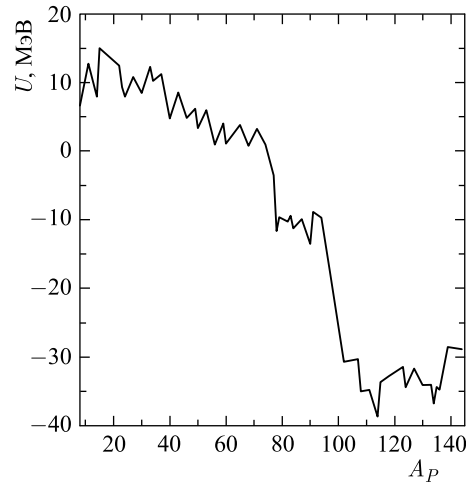


Рис. 3. Расчетная зависимость потенциальной энергии ДЯС как функции массового числа легкого фрагмента для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ при $J = 0$. Параметры деформации ядер ДЯС взяты из [102]. Потенциальная энергия минимизирована относительно N/Z -отношения, $A_P = Z + N$

ядрами около ^{208}Pb увеличивается. В реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ($^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$) высота пика около $A_P = 80$ в 4,5 (3,5) раза больше, чем высота пиков в симметричной массовой области.

Минимумы в зависимости σ_{TKE}^2 от A_P связаны с жесткими ядрами в ДЯС, такими как Zr, Sn и Pb. В ДЯС с мягкими ядрами большие значения $(\sigma_{\text{TKE}}^{\text{def}})^2$ способствуют появлению максимумов в $\sigma_{\text{TKE}}^2(A_P)$. Рассмотрение флуктуаций ДЯС по координате зарядовой асимметрии (флуктуации из-за кулоновского взаимодействия) при фиксированной массовой асимметрии, флуктуаций квадрупольных параметров деформации ядер ДЯС и флуктуации моды изгиба в ДЯС позволяет объяснить наблюдаемую экспериментально большую дисперсию распределения ТКЕ.

Для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ расчетные $Y(A_P)$ и $\sigma_{\text{TKE}}^2(A_P)$ сравниваются с экспериментальными данными на рис. 4. Поскольку ДЯС имеют боль-

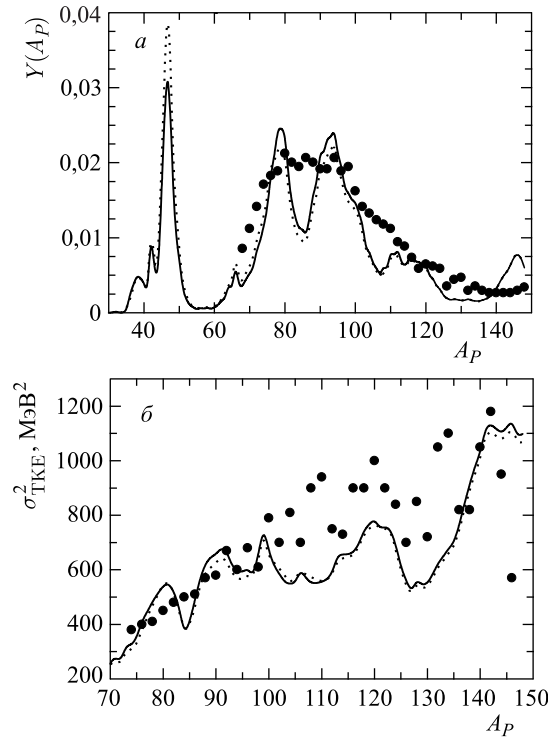


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для реакции горячего слияния $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}116$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 37 МэВ. Результаты вычислений при $J = 0$ и 70 представлены сплошными и пунктирными кривыми соответственно

шие моменты инерции, результаты расчетов при $J = 0$ и 70 очень похожи. Поэтому зависимости $Y(A_P)$ и $\sigma_{\text{TKE}}^2(A_P)$ от углового момента довольно слабые, что подтверждает применимость (22) и (23). При $A_P > 100$ $(\sigma_{\text{TKE}}^{\text{def}}(A_P))^2$ дает основной вклад в $\sigma_{\text{TKE}}^2(A_P)$ (рис. 5). То же самое полу-

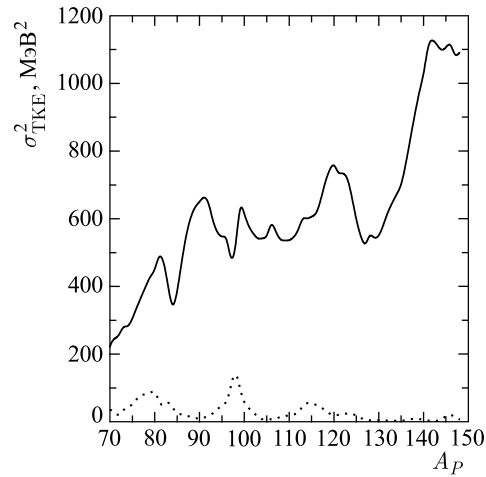


Рис. 5. Рассчитанные флуктуации деформации (сплошная линия) и нуклонного обмена (пунктирная) в дисперсии ТКЕ продуктов квазиделения как функции массового числа легкого фрагмента в реакции горячего слияния $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 37 МэВ

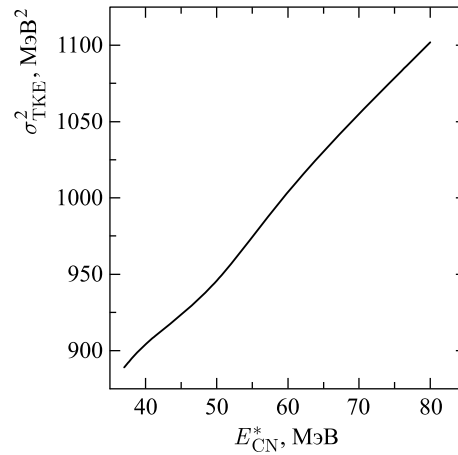


Рис. 6. Расчетная дисперсия ТКЕ продуктов квазиделения как функция энергии возбуждения составного ядра в реакции горячего слияния $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$

чаем для всех других рассмотренных реакций. Вклад в дисперсию ТКЕ из-за нуклонного обмена более важен при распаде сильно асимметричных ДЯС. С увеличением энергии возбуждения дисперсии ТКЕ продуктов квазиделения с $A_P = A_{\text{tot}}/2 \pm 20$ плавно увеличиваются (рис. 6), главным образом, из-за увеличения $\sigma_{\beta_i}^2$ с Θ в (29).

Помимо максимума распределения $Y(A_P)$, соответствующего тяжелому фрагменту Pb, также виден максимум, соответствующий нейтронному числу $N = 50$ в легком фрагменте, в вычислениях для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ (рис. 4) и $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$ (рис. 7). На рис. 8 показаны $Y(A_P)$ и $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2(A_P)$ в реакции $^{64}\text{Ni} + ^{248}\text{Cm}$. Здесь выход симметричных фрагментов меньше, чем на рис. 4, потому что в более симметричной реакции вероятность распада асимметричных конфигураций ДЯС больше из-за более сильного кулоновского отталкивания между ядрами и меньших значений барьеров квази-

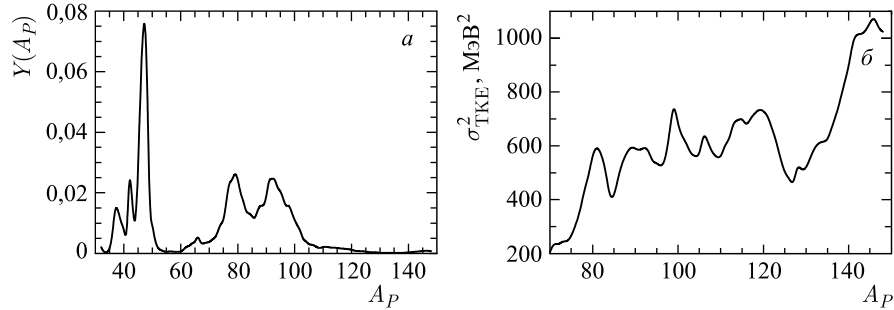


Рис. 7. То же, что и на рис. 2, но для реакции горячего слияния $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf} \rightarrow ^{297}118$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 30,6 МэВ

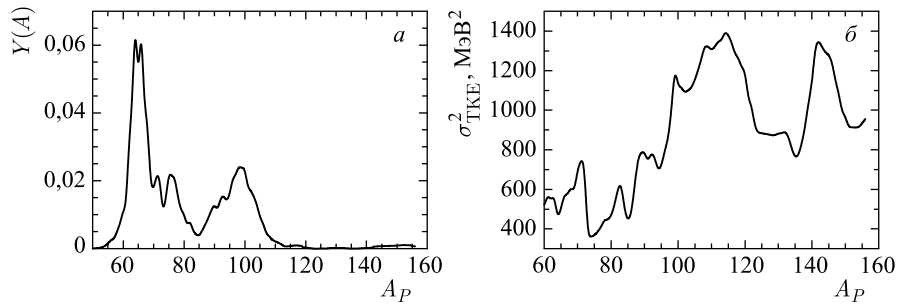


Рис. 8. То же, что и на рис. 2, но для реакции горячего слияния $^{64}\text{Ni} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{312}124$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 50 МэВ

деления. На рис. 8 значения $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2$ для симметричных продуктов меньше, чем на рис. 4, из-за меньших энергий возбуждения ДЯС при симметричном разделении.

1.8. Реакции с пучками ^{58}Fe . Рис. 9–13 показывают хорошее согласие между известными экспериментальными данными [1] и результатами расчетов для реакций $^{58}\text{Fe} + ^{232}\text{Th}$, ^{244}Pu , ^{248}Cm и ^{249}Cf . Как и в реакциях с ^{48}Ca , расчетные линии имеют более выраженные структуры, чем экспериментальные данные. На рис. 11 видно, что распады ДЯС, состоящих из жестких ядер, таких как Ni, Sn и Pb, приводят к минимальным дисперсиям ТКЕ. Средние значения дисперсий ТКЕ продуктов квазиделения с $A_{\text{tot}}/2 - 20 \leq A_P \leq A_{\text{tot}}/2$ даны в таблице для различных реакций. Относительный выход продуктов квазиделения с $A_P > 80$ уменьшается с увеличением зарядового числа ядра-мишени. Симметричное квазиделение в реакции $^{58}\text{Fe} + ^{249}\text{Cf}$ минимальное среди всех рассмотренных реакций с пучком ^{58}Fe .

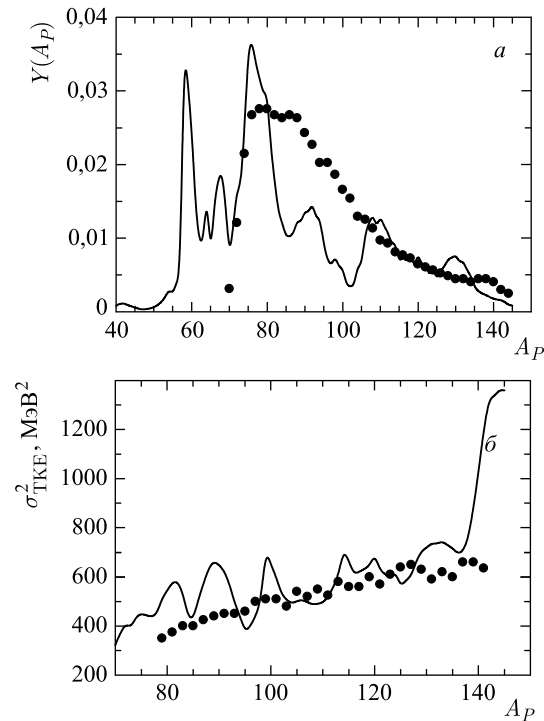


Рис. 9. То же, что и на рис. 2, но для реакции горячего слияния $^{58}\text{Fe} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{290}116$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 53 МэВ

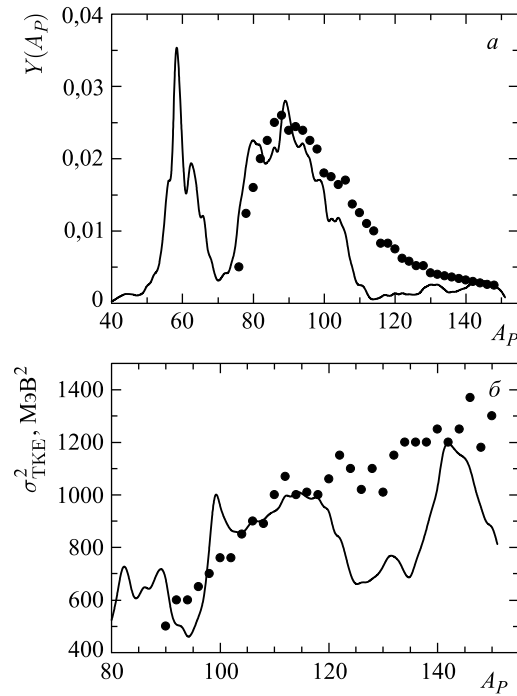


Рис. 10. То же, что и на рис. 2, но для реакции горячего слияния $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{302}120$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 44 МэВ

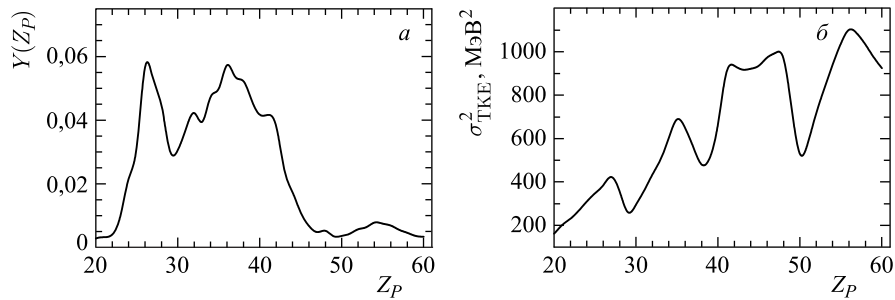


Рис. 11. Рассчитанные зарядовое распределение (a) и дисперсия ТКЕ (б) продуктов квазиделения как функции атомного числа легкого фрагмента в реакции горячего слияния $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{302}120$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 44 МэВ

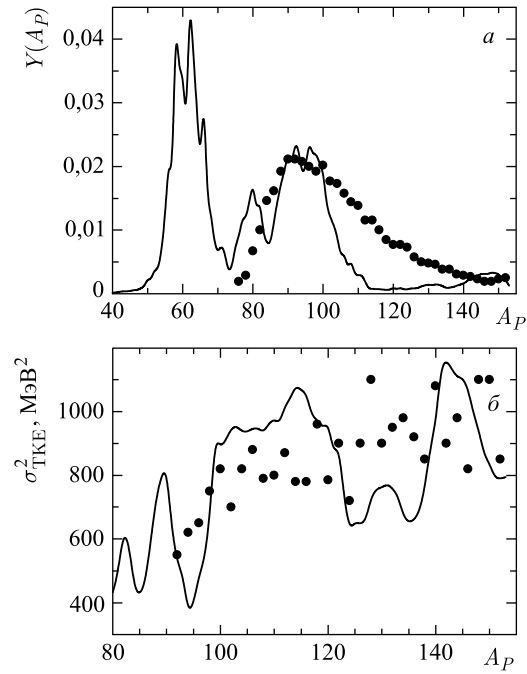


Рис. 12. То же, что и на рис. 2, но для реакции горячего слияния $^{58}\text{Fe} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{306}122$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 33 МэВ

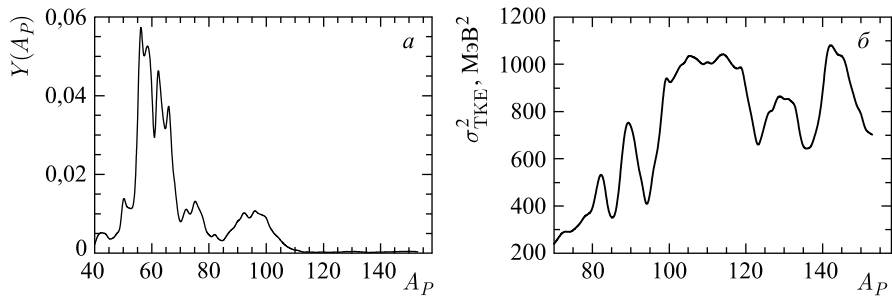


Рис. 13. То же, что и на рис. 2, но для реакции горячего слияния $^{58}\text{Fe} + ^{249}\text{Cf} \rightarrow ^{307}124$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 33 МэВ

Рассчитанные $\sigma_{\text{TКЕ}}^2$ для почти симметричных продуктов квазиделения с $A_{\text{tot}}/2-20 \leq A_P \leq A_{\text{tot}}/2$, доля $P_{\text{CN}} / \sum_{A_P=A_{\text{tot}}/2-20}^{A_{\text{tot}}/2} Y(A_P)$ актов слияния-деления относительно событий квазиделения в массовой области $A_{\text{tot}}/2-20 \leq A_P \leq A_{\text{tot}}/2$ и расчетные общие количества испускаемых нейтронов для почти симметричного квазиделения ($M_n^{\text{tot-sym}}$) с $A_{\text{tot}}/2-20 \leq A_P \leq A_{\text{tot}}/2$ и для квазиделения ($M_n^{\text{tot-asy}})$ с $A_P < A_{\text{tot}}/2-20$. Указаны реакции и энергии возбуждения (E_{CN}^*) соответствующих составных ядер

Реакция	$Z_1 \times Z_2$	E_{CN}^* , МэВ	$\sigma_{\text{TКЕ}}^2$, МэВ ²	$P_{\text{CN}} / \sum_{A_P=A_{\text{tot}}/2-20}^{A_{\text{tot}}/2} Y(A_P)$	$Y(A_P)$	$M_n^{\text{tot-sym}}$	$M_n^{\text{tot-asy}}$
$^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$	1206	89	119	1,1	1,1	5,5	3,7
$^{56}\text{Fe} + ^{132}\text{Xe}$	1404	120	143	0,7	0,7	7,3	5,0
$^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$	1840	105	348	$9,4 \cdot 10^{-2}$	$9,4 \cdot 10^{-2}$	5,7	3,0
$^{48}\text{Ca} + ^{237}\text{Np}$	1860	120	379	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	6,5	3,4
$^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$	1880	33,4	756	$5,8 \cdot 10^{-2}$	$5,8 \cdot 10^{-2}$	7,0	5,4
$^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$	1900	50	840	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	8,1	6,4
$^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$	1920	33,2	728	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	6,5	4,9
$^{48}\text{Ca} + ^{247}\text{Bk}$	1940	50	812	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	7,7	6,1
$^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$	1960	34,8	805	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	7,5	5,4
$^{50}\text{Ti} + ^{248}\text{Cm}$	2112	42	846	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$4,3 \cdot 10^{-2}$	8,2	6,2
		50	893	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	8,5	6,4
		33,7	807	$6,0 \cdot 10^{-3}$	$6,0 \cdot 10^{-3}$	7,4	5,2
		50	893	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	8,4	6,3
		37	889	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	8,2	5,9
		50	949	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	9,2	6,9
		32,4	865	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	8,0	5,6
		50	933	$9,7 \cdot 10^{-3}$	$9,7 \cdot 10^{-3}$	9,1	6,7
		30,6	808	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	7,7	5,4
		50	949	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	9,0	6,8
		50	932	$8,5 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-3}$	9,0	6,8

Окончание таблицы

Реакция	$Z_1 \times Z_2$	E_{CN}^* , МэВ	$\sigma_{ТКЕ}^2$, МэВ ²	$P_{CN} / \sum_{A_P=A_{tot}/2-20}^{A_{tot}/2} Y(A_P)$	$M_n^{tot-sym}$	$M_n^{tot-asym}$
$^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$	2304	50	995	$3,8 \cdot 10^{-4}$	9,4	7,2
$^{64}\text{Ni} + ^{244}\text{Pu}$	2632	50	1021	$9,5 \cdot 10^{-6}$	10,0	7,8
$^{64}\text{Ni} + ^{248}\text{Cm}$	2688	50	1073	$7,0 \cdot 10^{-6}$	10,4	8,2
$^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$	2132	14,5	420	$4,9 \cdot 10^{-5}$	3,5	2,1
		30	484	$5,9 \cdot 10^{-2}$	4,8	3,2
$^{58}\text{Fe} + ^{232}\text{Th}$	2340	53	878	$6,2 \cdot 10^{-4}$	8,3	6,2
$^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$	2444	44	941	$5,7 \cdot 10^{-5}$	8,9	6,7
		50	971	$2,4 \cdot 10^{-4}$	9,4	7,3
$^{58}\text{Fe} + ^{248}\text{Cm}$	2496	33	900	$7,0 \cdot 10^{-6}$	8,3	6,2
		50	984	$6,1 \cdot 10^{-5}$	9,7	7,4
$^{58}\text{Fe} + ^{249}\text{Cf}$	2548	33	841	$6,2 \cdot 10^{-6}$	8,3	5,9
		50	918	$6,9 \cdot 10^{-5}$	9,6	7,4
$^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$	2296	12,5	499	$1,2 \cdot 10^{-5}$	3,5	2,1
		20	549	$1,8 \cdot 10^{-3}$	4,1	2,8
		30	609	$8,5 \cdot 10^{-3}$	4,9	3,5
$^{70}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$	2296	20	565	$4,2 \cdot 10^{-5}$	4,8	2,8
		30	625	$3,5 \cdot 10^{-4}$	5,6	3,4
$^{86}\text{Kr} + ^{198}\text{Pt}$	2808	25	692	$4,0 \cdot 10^{-7}$	4,8	2,8
		50	827	$3,2 \cdot 10^{-5}$	8,2	5,5
$^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$	2952	17	738	$2,1 \cdot 10^{-7}$	4,8	2,8
		30	813	$2,0 \cdot 10^{-5}$	7,0	4,7

1.9. Реакции холодного слияния. Вычисления вероятностей выхода продуктов квазиделения в реакциях холодного слияния важны для запланированных экспериментов по квазиделению во многих научных центрах по физике тяжелых ионов. Рис. 14–17 показывают распределения продуктов квазиделения по массе и по дисперсии ТКЕ в реакциях холодного слияния ^{58}Fe , $^{64,70}\text{Ni}$, $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ [34]. Зависимости $Y(A_P)$ и $\sigma_{\text{ТКЕ}}^2(A_P)$ находятся в довольно хорошем согласии с доступными экспериментальными данными [1]. Максимумы $Y(A_P)$ при $A_P = 118\text{--}130$ связаны с изотопами Sn в ДЯС и соответствуют минимумам потенциальной энергии как функции A_P .

Поскольку барьер квазиделения $B_{\text{qf}}(Z, N)$ увеличивается с уменьшением Z и ростом числа нейтронов в системе, различие между распределениями продуктов квазиделения в реакциях холодного и горячего слияния связано с различным выбором сталкивающихся ядер. Мы нашли, что в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{294}118$ продукты квазиделения фактически связаны с фрагментациями около начальной ДЯС из-за маленьких значений барьеров квазиделения B_{qf} . В реакциях на свинцовой мишени относительный выход почти сим-

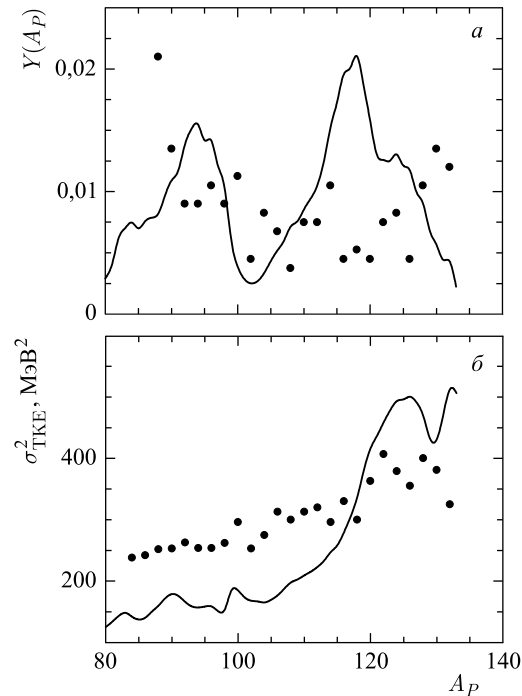


Рис. 14. То же, что и на рис. 2, но для реакции горячего слияния $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{266}108$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 14,5 МэВ

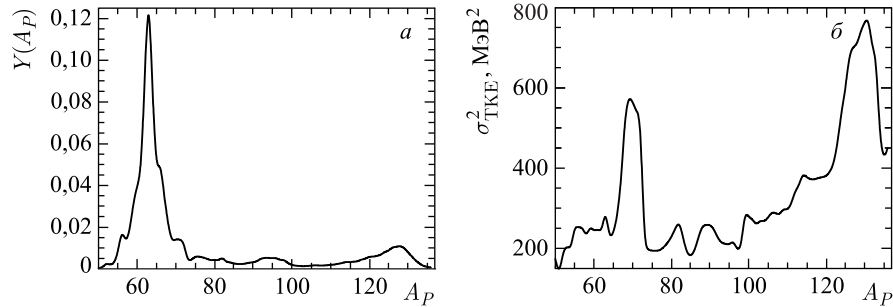


Рис. 15. То же, что и на рис. 2, но для реакции горячего слияния $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{272}110$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 20 МэВ

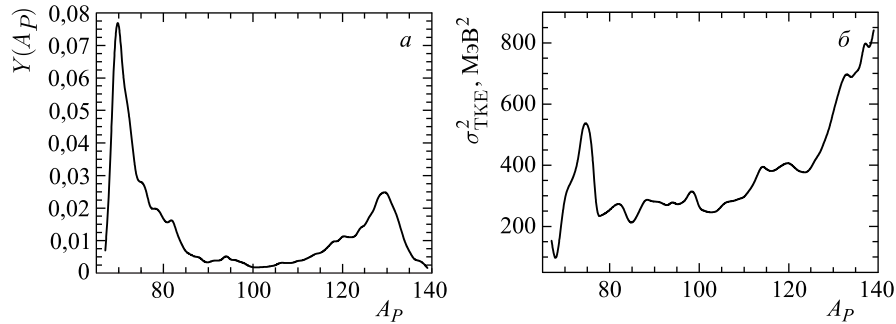


Рис. 16. То же, что и на рис. 2, но для реакции горячего слияния $^{70}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{278}110$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 20 МэВ

метричных фрагментов квазиделения уменьшается с увеличением атомного номера ядра-снаряда и в целом меньше, чем в реакциях ^{48}Ca с актинидами.

Выход симметричных продуктов квазиделения увеличивается с ростом числа нейтронов в системе из-за больших значений B_{qf} . Зависимость $\sigma_{\text{TKE}}^2(A_P)$ от нейтронного числа ядра-снаряда в целом довольно слабая (см. рис. 15 и 16). С ростом числа нейтронов дисперсия ТКЕ изменяется из-за изменения жесткости ядер ДЯС и из-за зависимости энергии возбуждения ДЯС от A_P . В реакции $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ значение $\sigma_{\text{TKE}}^2(A_P \approx A_{\text{tot}}/2)$ меньше, чем в реакции $^{70}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$. Это можно объяснить большим весом ДЯС с жестким ядром ^{136}Xe в реакции с ^{64}Ni . Действительно, ядро ^{136}Xe в два раза жестче, чем ядро ^{138}Xe , появляющееся в реакции с ^{70}Ni .

Для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{198}\text{Pt}$ мы показываем на рис. 18 рассчитанное массовое распределение продуктов квазиделения. Максимумы при $A_P = 70-90$ и

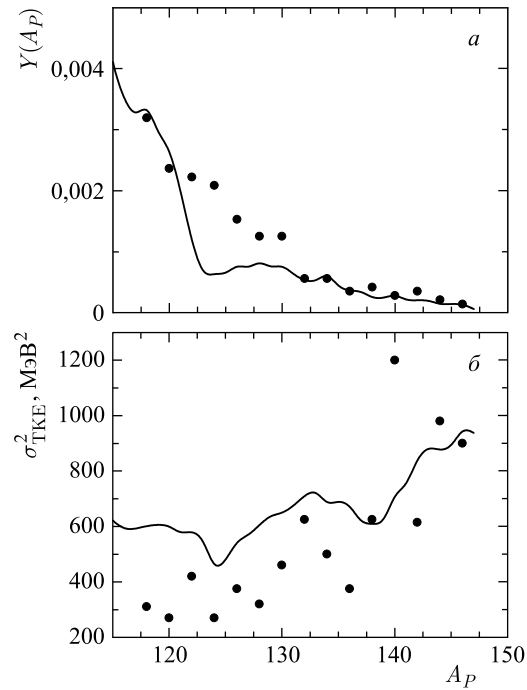


Рис. 17. То же, что и на рис. 2, но для реакции горячего слияния $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{294}118$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 17 МэВ

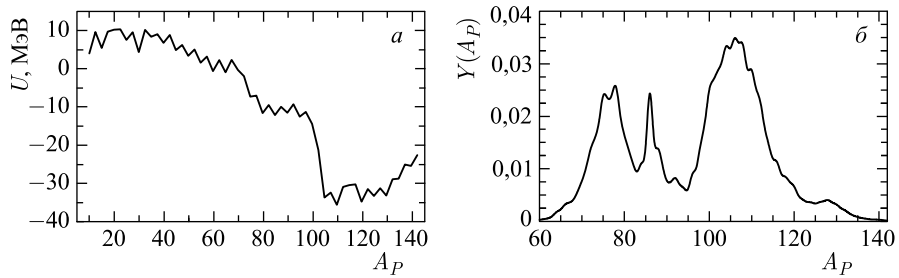


Рис. 18. а) Расчетная потенциальная энергия ДЯС как функция массового числа легкого фрагмента для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{198}\text{Pt}$ при $J = 0$. Параметры деформации ядер ДЯС взяты из [102]. Потенциальная энергия минимизирована относительно N/Z -отношения, $A_P = Z + N$. б) Массовый выход продуктов квазиделения как функция A_P для реакции холодного слияния $^{86}\text{Kr} + ^{198}\text{Pt} \rightarrow ^{284}114$ при энергии столкновения, соответствующей энергии возбуждения составного ядра 25 МэВ

100–110 хорошо соотносятся с минимумами или плоскими областями управляющего потенциала. Барьер порядка 22 МэВ препятствует движению начального ДЯС по массовой асимметрии в направлении составного ядра. Из-за этого барьера вероятность заселения ДЯС с $A_P < 60$ очень маленькая, и образуются продукты квазиделения, главным образом, с $60 < A_P < 130$.

1.10. Квазиделение в легких системах. В реакции $^{132}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$ при $E_{\text{cm}} = 225$ МэВ и $J_c = 110$ $\sigma_{\text{cap}} = 900$ мб. Рассчитанные сечения квазиделения σ_{qf} как функции Z (рис. 19) находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [3], особенно около $Z = 40$. Например, в расчете $\sigma_{\text{qf}}(Z = 38-40) \approx 82$ мб, а эксперимент дает приблизительно 90 мб. Сечение слияния-деления оценено как $\sigma_{\text{fd}} = \sigma_{\text{cap}} P_{\text{CN}} = 40$ мб, и процесс слияния-деления вносит вклад $\sigma_{\text{ff}}(A_P \approx A_{\text{tot}}/2) = 2\sigma_{\text{fd}}/\sqrt{2\pi\sigma_A^2} = 1,5$ мб в симметричную фрагментацию при дисперсии $\sigma_A^2 = 150$ массового распределения. Таким образом, в этой реакции в основном квазиделение приводит к образованию продуктов с $Z = 36-40$. Отметим, что экспериментальные данные не показаны на рис. 19 при $Z < 36$, потому что трудно отличить квазиделение от глубоконеупругих событий около входного канала.

В реакции $^{40}\text{Ar} + ^{165}\text{Ho}$ при $E_{\text{cm}} = 155$ МэВ мы получили хорошее согласие между расчетным 30 и экспериментальным 38 ± 4 [4] значениями полной ширины на половине максимума симметричного массового распределения.

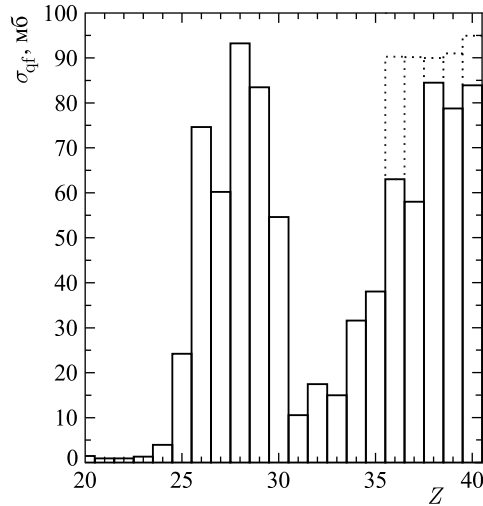


Рис. 19. Рассчитанные (сплошные линии) сечения для продуктов квазиделения как функции атомного числа легкого фрагмента в реакции $^{132}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$ при $E_{\text{cm}} = 225$ МэВ. Экспериментальные данные [3] показаны пунктирными линиями

1.11. Конкуренция между слиянием-делением и квазиделением в выходах симметричных фрагментов. Относительные вклады слияния-деления и квазиделения в выходы симметричных продуктов показаны в таблице для различных реакций. Вклад слияния-деления определяется вероятностью слияния P_{CN} , так как вероятность выживания возбужденного составного ядра намного меньше единицы. Несмотря на то, что этот вклад увеличивается с ростом энергии бомбардировки, он остается по абсолютной величине довольно маленьким в рассмотренных реакциях. Поэтому в этих реакциях квазиделение дает основной вклад в выходы почти симметричных продуктов. Маленький вклад слияния-деления в почти симметричные продукты был также получен в работе [106] для нескольких реакций без описания основных характеристик квазиделения. Отношение между вероятностями движениями ДЯС к более асимметричным и более симметричным конфигурациям зависит от начальной массовой асимметрии во входном канале и экспоненциально уменьшается с увеличением зарядового числа сверхтяжелого составного ядра.

Например, в реакции $^{48}\text{Ca}(E_{cm} = 193 \text{ МэВ}) + ^{238}\text{U}$ (см. рис. 2) расчетное сечение выхода фрагментов квазиделения с $A_{tot}/2 \pm 20$ составляет приблизительно 4,5 мб при $J_{cr} = 25$, что в хорошем согласии с измеренным значением 5 мб [6]. При большей энергии $E_{cm} = 216 \text{ МэВ}$ ($J_{cr} = 80$) расчет дает $\sigma_{qf}(A_P \approx A_{tot}/2) = 2,9$ мб. При этой энергии $P_{CN} = 1,35 \cdot 10^{-2}$ и, соответственно, вклад механизма слияния-деления в сечение выхода почти симметричных фрагментов — $\sigma_{ff}(A_P \approx A_{tot}/2) = 2\sigma_{cap}P_{CN}/\sqrt{2\pi\sigma_A^2} \approx 1,8$ мб ($\sigma_A^2 = 1000$) и недостаточен для описания экспериментального значения 5 мб [6] для почти симметричных фрагментов.

1.12. Деление тяжелого ядра ДЯС в реакциях горячего слияния. В реакциях горячего слияния с актинидными мишенями проявляется возможность деления тяжелого ядра ДЯС. Поскольку делимость ядра возрастает с увеличением его зарядового числа, процесс деления тяжелого ядра ДЯС может влиять на процессы квазиделения и слияния, когда ДЯС эволюционирует в сторону больших массовых асимметрий (меньших, чем A_P во входном канале). Мы оцениваем вероятность $Y_{fis}(A_P)$ деления более тяжелого ядра ДЯС следующим образом:

$$Y_{fis}(A_P) = \sum_Z \int_0^{t_0} P_{Z, A_P - Z}(t) \Lambda_{Z_{tot} - Z, N_{tot} - A_P + Z}^{fis}(t) dt. \quad (30)$$

Если предположить, что переходное время маленькое, то скорость деления определяется ее квазистационарным значением по формуле Крамерса

$$\Lambda_{Z, N}^{fis}(\Theta) = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_{gs}}{\omega_f} \left(\sqrt{\left(\frac{\Gamma_0}{2\hbar}\right)^2 + \omega_f^2} - \frac{\Gamma_0}{2\hbar} \right) \exp \left[\frac{-B_f(Z, N)}{\Theta(Z, N)} \right], \quad (31)$$

где ω_{gs} и ω_f являются частотами нормального и перевернутого осцилляторов, аппроксимирующих потенциал в основном состоянии и на вершине барьера деления ядра с Z и N соответственно. В наших расчетах мы берем $\hbar\omega_{gs} = \hbar\omega_f = 0,5$ МэВ, $\Gamma_0 = 2$ МэВ, и барьер деления $B_f(Z, N)$ вычислен как сумма жидкокапельной части [107] и абсолютного значения оболочечной поправки [108].

Вероятность деления тяжелого ядра увеличивается с ростом его заряда и энергии возбуждения. Поскольку во всех рассмотренных реакциях энергия возбуждения ДЯС и $P_{Z,N}$ уменьшаются с увеличением массовой асимметрии относительно начального ДЯС, деление в ДЯС, главным образом, происходит около начальной конфигурации. Более симметричные конфигурации ДЯС состоят из ядер с довольно большими барьерами деления, которые препятствуют делению при рассмотренных энергиях возбуждения.

В то время как в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ $\sum_{A_P} Y_{\text{fis}}(A_P) \approx 0,012$ при энергии бомбардировки, соответствующей $E_{\text{CN}}^* = 50$ МэВ, $\sum_{A_P} Y_{\text{fis}}(A_P) \approx 0,035$ в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$ при той же энергии возбуждения E_{CN}^* (рис. 20). Поэтому деление в ДЯС заметно в реакциях, где у одного из партнеров $Z > 96$ и $E_{\text{CN}}^* > 30$ МэВ. В реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ ($^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$) при E_{cm} , соответствующей $E_{\text{CN}}^* = 33$ МэВ, $\sum_{A_P} Y_{\text{fis}}(A_P) \approx 0,007$ (0,03) и $\sum_{A_P=A_{\text{tot}}/2 \pm 20} Y(A_P) = 0,08$ (0,02). Поэтому в реакциях на мишенях с $Z > 96$ деление тяжелого ядра в

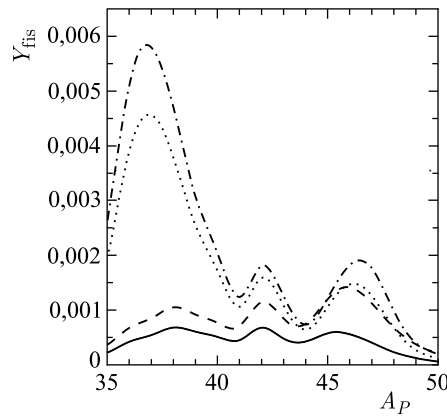


Рис. 20. Рассчитанные вероятности деления тяжелого ядра ДЯС как функции массового числа легкого ядра ДЯС. Результаты для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ при $E_{\text{CN}}^* = 37$ и 50 МэВ представлены сплошной и штриховой линиями соответственно. Результаты для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$ при $E_{\text{CN}}^* = 30,6$ и 50 МэВ представлены пунктирной и штрихпунктирной линиями соответственно

ДЯС с последующим слиянием одного из фрагментов деления с легким ядром ДЯС может существенно увеличить выход почти симметричных продуктов, образующихся в двухтелных процессах с полной передачей импульса. Например, если в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ ядро ^{248}Cm делится на ^{108}Mo и ^{140}Xe и ядро ^{108}Mo сливается с ядром ^{48}Ca , образуя новое ядро ^{156}Sm , который мы наблюдаем вместе с ^{140}Xe . Однако ТКЕ фрагмента деления ^{140}Xe и ядра ^{156}Sm («другой фрагмент деления» + «легкое ядро ДЯС») в сумме приблизительно на 25 МэВ меньше, чем среднее ТКЕ продуктов квазиделения.

1.13. Эмиссия пре- и постнейтронов. Предполагая эмиссию небольшого числа нейтронов $\langle M_n^{\text{pre}} \rangle(A_P)$ из ДЯС прежде, чем она распадется, оцениваем $\langle M_n^{\text{pre}} \rangle(A_P)$ выражением

$$\langle M_n^{\text{pre}} \rangle(A_P) = \sum_Z \int_0^{t_0} P_{Z, A_P - Z}(t) [\lambda_{Z, A_P - Z}^n(t) + \lambda_{Z_{\text{tot}} - Z, N_{\text{tot}} - A_P + Z}^n(t)] dt; \quad (32)$$

где мы используем квазистационарную скорость нейтронной эмиссии из двух ядер ДЯС:

$$\lambda_{Z, N}^n = \frac{(\Theta(Z, N))^2 (Z + N)^{2/3}}{20\pi} \exp\left(-\frac{B_n(Z, N)}{\Theta(Z, N)}\right). \quad (33)$$

Здесь $B_n(Z, N)$ — энергия связи нейтрона в ядре ДЯС с массовым числом $A_P = Z + N$, и мы предполагаем, что энергия возбуждения ДЯС распределена между ядрами пропорционально их массам ($\Theta(Z, N) = \Theta(Z_{\text{tot}} - Z, N_{\text{tot}} - N)$).

Число нейтронов, испускаемых из ядер после распада ДЯС, вычисляется следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle M_n^{\text{post}} \rangle(A_P) &= \frac{A_P}{A_{\text{tot}}} \sum_Z \frac{Y_{Z, A_P - Z}(t_0) E^*(Z, N)}{\langle B_n(Z, A_P - Z) + 2\Theta(Z, A_P - Z) \rangle} + \\ &+ \frac{A_{\text{tot}} - A_P}{A_{\text{tot}}} \sum_Z \frac{Y_{Z, A_P - Z}(t_0) E^*(Z, A_P - Z)}{\langle B_n(Z_{\text{tot}} - Z, N_{\text{tot}} - A_P + Z) + 2\Theta(Z, A_P - Z) \rangle}, \end{aligned} \quad (34)$$

где полная энергия возбуждения ДЯС $E^*(Z, N) = E^*(Z_i, N_i) + (U(Z_i, N_i) - U(Z, N))$ получена из энергии возбуждения $E^*(Z_i, N_i)$ начальной ДЯС и разности потенциальных энергий начальной ДЯС и ДЯС с A_P . Здесь $\langle B_n(Z, N) + 2\Theta(Z, N) \rangle$ является средней энергией возбуждения, которую уносит испускаемый нейтрон из легкого ядра.

Рассчитанные значения $\langle M_n^{\text{pre}} \rangle(A_P)$ и общее количество испарительных нейтронов $\langle M_n^{\text{tot}} \rangle(A_P) = \langle M_n^{\text{pre}} \rangle(A_P) + \langle M_n^{\text{post}} \rangle(A_P)$ как функции A_P представлены на рис. 21 и 22 для реакций ^{48}Ca , $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$, ^{248}Cm . Несмотря

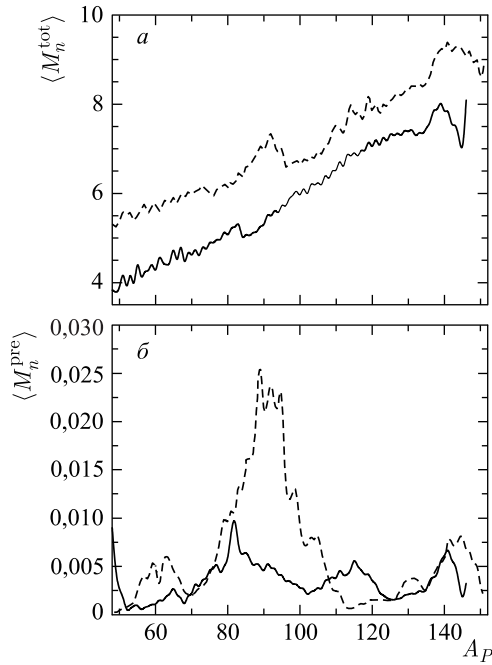


Рис. 21. Рассчитанные общее количество нейтронов (а) и число предраспадных нейтронов (б), испускаемых в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ (сплошные линии) и $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ (штриховые) при тех же энергиях, что и на рис. 1 и 10

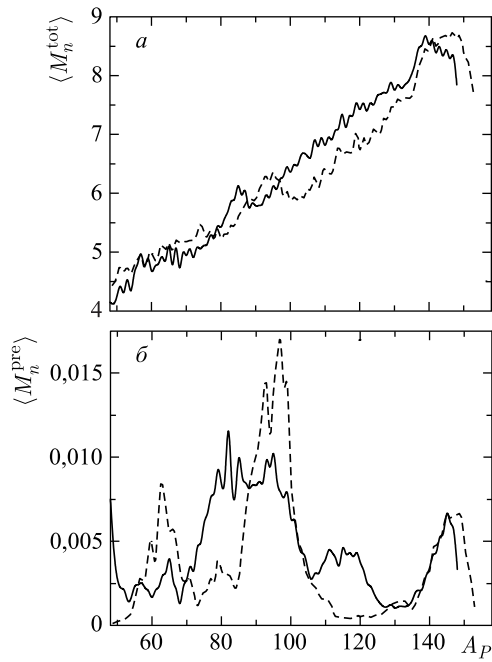


Рис. 22. То же, что и на рис. 21, но для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Sm}$ (сплошные линии) и $^{58}\text{Fe} + ^{248}\text{Sm}$ (штриховые) при тех же энергиях, что и на рис. 4 и 12

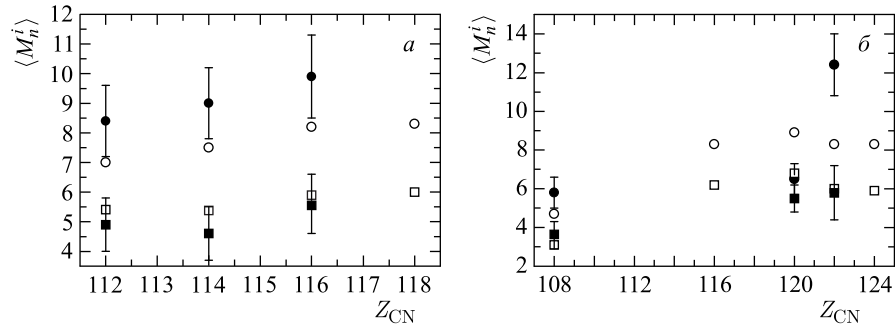


Рис. 23. Рассчитанные общие количества нейтронов, испускаемых из фрагментов квазиделения с $A_{\text{tot}}/2-20 \leq A_P$ (светлые кружки) и $A_P < A_{\text{tot}}/2-20$ (светлые квадраты), сравниваются с экспериментальными данными, представленными темными кружками и квадратами соответственно. Результаты для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, ^{244}Pu , ^{248}Cm и ^{249}Cf представлены на рис. *a*; результаты для реакций $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$, ^{232}Th , ^{244}Pu , ^{248}Cm и ^{249}Cf представлены на рис. *б*. Энергии столкновения совпадают с соответствующими энергиями возбуждения составных ядер на рис. 1, 2, 4, 7, 9, 10, 12–14

на то, что нейтронная эмиссия из ДЯС увеличивается с энергией возбуждения ДЯС, она остается относительно малой для всех рассмотренных реакций. Максимумы $\langle M_n^{\text{pre}} \rangle(A_P)$ соответствуют максимумам $Y(A_P)$, т. е. долгоживущим ДЯС. Рассчитанные полные количества испарительных нейтронов для почти симметричного квазиделения ($M_n^{\text{tot-asym}}$) с $A_P < A_{\text{tot}}/2-20$ и асимметричного квазиделения ($M_n^{\text{tot-asym}}$) сравниваются с соответствующими измеренными величинами для указанных на рис. 23 ядер. Теоретические расчеты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [1]. Вычисленные $M_n^{\text{tot-sym}}$ и $M_n^{\text{tot-asym}}$ приведены также в таблице.

2. ПОЛУЧЕНИЕ НЕИЗВЕСТНЫХ ИЗОТОПОВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИЯХ АСИММЕТРИЧНОГО КВАЗИДЕЛЕНИЯ

Формирование и распад ДЯС более асимметричной, чем ДЯС во входном канале, происходит по тому же механизму, что и в реакции квазиделения, т. е. происходит диффузия по одним и тем же коллективным координатам: массовой и зарядовой асимметрии и относительному расстоянию. Следовательно, мы можем воспользоваться микроскопическим транспортным подходом разд. 1, с помощью которого описаны реакции квазиделения [18, 19]. Сечение $\sigma_{Z,N}$ получения начального тяжелого ядра в реакции неполного слияния (асимметричного квазиделения) можно записать в виде произведения

сечения захвата σ_{cap} во входном канале и вероятности $Y_{Z,N}$ формирования и распада ДЯС с зарядовой и массовой асимметриями, задаваемыми зарядовым Z и массовым N числами тяжелого фрагмента ДЯС: $\sigma_{Z,N} = \sigma_{\text{cap}} Y_{Z,N}$. Поскольку это ядро возбуждено, необходимо принять во внимание его выживаемость W_{sur} в процессе девозбуждения, чтобы получить сечение образования испарительного остатка [18, 19]:

$$\sigma_{\text{ER}}(Z, N - x) = \sigma_{Z,N} W_{\text{sur}}(xn). \quad (35)$$

Здесь x — число испарительных нейтронов из возбужденного тяжелого ядра. Расчеты выживаемости производились с плотностью уровней, вычисленной по модели ферми-газа с $a = A/10$, $a_f/a = 1,1$, $E_D = 0,4A^{4/3}/a$ и с теоретическими предсказаниями свойств сверхтяжелых ядер из работы [88].

Поскольку актинидные мишени деформированы, значение энергии налетающего ядра в системе центра масс $E_{\text{cm}}^{\text{min}}$, при которой становится возможным столкновение ядер при всех ориентациях, больше, чем кулоновский барьер, вычисленный для сферических ядер. В столкновениях с меньшими E_{cm} формирование ДЯС сильно подавлено. Поэтому мы рассматриваем энергии $E_{\text{cm}} \geq E_{\text{cm}}^{\text{min}}$, при которых столкновения со всеми взаимными ориентациями ядер становятся возможными, и используем следующую формулу для оценки величины сечения захвата:

$$\sigma_{\text{cap}} = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{\text{cm}}} J_{\text{cap}} (J_{\text{cap}} + 1). \quad (36)$$

В реакциях неполного слияния, которые проходят при энергиях чуть выше кулоновского барьера, только парциальные волны с $J \leq J_{\text{cap}} = 20$ дают вклад в образование сверхтяжелых ядер. Если в ДЯС общий угловой момент распределен между ядрами и орбитальным движением пропорционально соответствующим моментам инерции, при больших J возбужденное начальное тяжелое ядро не выживет из-за значительной вероятности деления. При расчете σ_{cap} по формуле (36) мы положили $J_{\text{cap}} = 20$. В этом случае начальное тяжелое ядро обладает угловым моментом около 10.

На основе микроскопического метода, предложенного в разд. 1, можно найти вероятность $P_{Z,N}(t)$ образования соответствующей конфигурации ДЯС, решив мастер-уравнение (10). Зарядовый и массовый выход $Y_{Z,N}$ начального тяжелого ядра, образованного при распаде ДЯС, может быть найден по формуле (19).

Другим возможным методом расчета $Y_{Z,N}$ является полуфеноменологический статистический подход на основе потенциальной энергии ДЯС, описываемой выражением (14). Чтобы перейти от входного канала с конфигурацией (Z_i, N_i) к точке распада, одним из фрагментов которого является тяжелое ядро с определенными Z и N , ДЯС должна преодолеть барьер

$B_R(Z, N) = U(R_b, Z, N, J) - U(R_m, Z_i, N_i, J)$, где величины R_m и R_b — значения переменной R при фиксированных массовой и зарядовой асимметрии, соответствующие минимуму потенциальной энергии ДЯС и ее величине на барьере квазиделения. Другой возможностью эволюции ДЯС является переход из входного канала в более симметричную конфигурацию, которому препятствует барьер $B_\eta^{\text{qf}}(Z_i, N_i) = B_{\eta_{\text{sym}}}(Z_i, N_i)$.

Таким образом, мы можем представить $Y_{Z,N}$ в виде

$$Y_{Z,N} = \Lambda_{Z,N}^R t_0 = \frac{\Lambda_{Z,N}^R}{\Lambda_{Z_i, N_i}^R + \Lambda_{Z_i, N_i}^{\eta_{\text{sym}}}}, \quad (37)$$

где $\Lambda_{Z_i, N_i}^R = \Lambda_{Z_i, N_i}^{\text{qf}}$. Поскольку $B_{\eta_{\text{sym}}}(Z_i, N_i) = 0,5-1$ МэВ, а $B_R(Z_i, N_i) = 3-4$ МэВ в реакциях на пучках ^{48}Ca с актинидными мишенями, то главным фактором, который препятствует полному слиянию или переходу к сильно асимметричному состоянию ДЯС, является эволюция ДЯС к более симметричным конфигурациям и их распад по R . Тогда $t_0 \approx 1/\Lambda_{Z_i, N_i}^{\eta_{\text{sym}}}$ [31] и

$$Y_{Z,N} \approx 0,5 \exp\left(-\frac{B_R(Z, N) - B_{\eta_{\text{sym}}}(Z_i, N_i)}{\Theta(Z_i, N_i)}\right). \quad (38)$$

Температура $\Theta(Z_i, N_i)$ рассчитывается с помощью выражения $\Theta = \sqrt{E^*/a}$ с энергией возбуждения $E^*(Z_i, N_i)$ начальной ДЯС и параметром плотности уровней $a = A_{\text{tot}}/12$ МэВ $^{-1}$, где A_{tot} — полная масса системы. Неопределенность нахождения $Y_{Z,N}$, связанная с определением предэкспоненциального множителя, находится в пределах фактора 1,5.

Реакции, в которых происходит передача большого числа нуклонов, протекают довольно длительное время, $t_0 \approx 10^{-20}$ с при $J \leq 20$. Это позволяет нам считать температуру ядер ДЯС одинаковой и энергию возбуждения начального тяжелого ядра пропорциональной его массе A_H : $E_H^*(Z, N) = [E^*(Z_i, N_i) - B_R(Z, N)]A_H/A_{\text{tot}}$. Отличие от термодинамического равновесия ожидается только для тех ДЯС, которые распадаются вблизи входного канала, где температура тяжелого фрагмента может быть меньше температуры легкого [45–49]. Отметим, что определение энергии возбуждения ДЯС оказывает слабое влияние на величину $Y_{Z,N}$. Поскольку в наших расчетах потенциальной энергии ДЯС деформации ядер близки к значениям в основном состоянии, энергии возбуждения ядер ДЯС остаются почти теми же самыми и после ее распада.

2.1. Результаты расчетов и их обсуждение. Потенциальные энергии ДЯС при $R = R_m$ как функции заряда Z тяжелого фрагмента представлены на рис. 24 для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{244,246,248}\text{Cm}$ [19].

Для ядер ДЯС использованы деформации из работы [102]. Минимизация энергии по отношению к величине N/Z проведена для каждого Z .

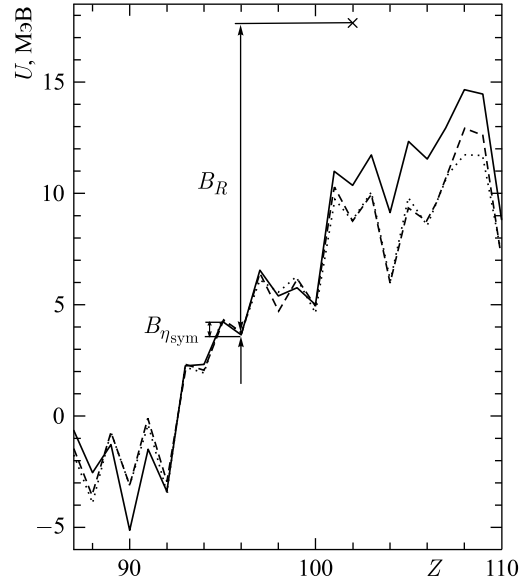


Рис. 24. Потенциальные энергии ДЯС при $R = R_m$ и $J = 0$ как функции заряда Z тяжелого ядра представлены пунктирной, штриховой и сплошной линиями для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{244,246,248}\text{Cm}$ соответственно. Стрелка указывает зарядовую конфигурацию начальной ДЯС. Потенциальные энергии нормированы на энергии соответствующих составных ядер

При $102 < Z < 110$ потенциальная энергия ДЯС уменьшается при уменьшении общего числа нейтронов ДЯС, поэтому большие выходы сверхтяжелых ядер ожидаются в реакциях с ядрами $^{244,246}\text{Cm}$, чем с ядром ^{248}Cm . Это видно из рис. 25, на котором показаны начальные выходы наиболее вероятных изотопов тяжелых ядер, рассчитанные на основе выражений (19), (10) и (38) [19]. Использование этих двух методов приводит к близким результатам. Для $Z \geq 104$ более простой подход может приводить к большим величинам $Y_{Z,N}$ вплоть до фактора 5. Поскольку экспериментальные данные, с которыми можно сравнить результаты расчетов на рис. 25, отсутствуют, трудно отдать предпочтение одному из этих двух методов. В реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{40}\text{S} + (^{254}\text{Fm} + 2n)$ сечение σ_{ER} для ^{254}Fm составляет около 0,5 мкб при использовании обоих подходов, что близко к экспериментальным данным из работ [48, 49, 109], в которых выходы ядер с зарядовым числом больше, чем у фермия, не измерялись. Заметим, что производить расчет величины $Y_{Z,N}$ на основе (38) гораздо проще технически.

На рис. 25 энергии возбуждения начальных тяжелых ядер соответствуют $E_{\text{cm}} = 204\text{--}207$ МэВ, что близко к $E_{\text{cm}}^{\text{min}}$. В этом случае $E_H^*(Z, N)$ соот-

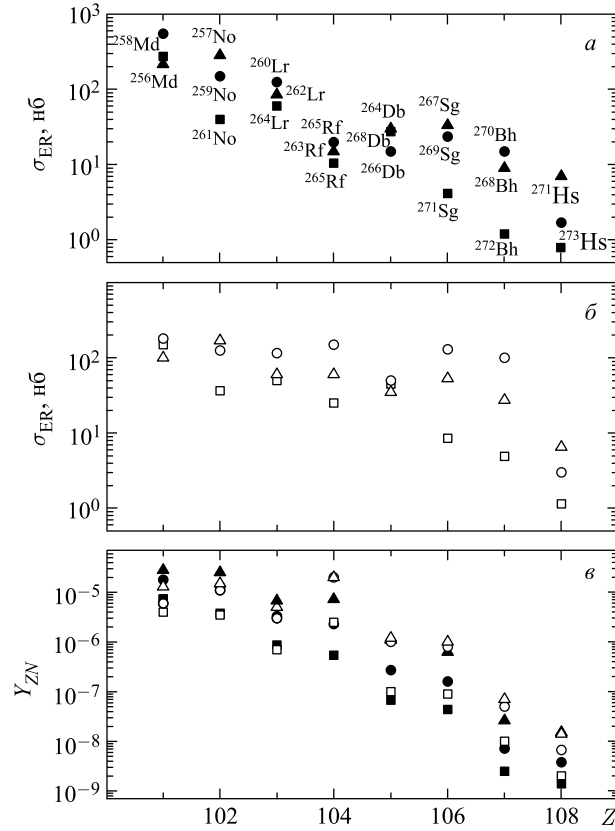


Рис. 25. Сечения образования испарительных остатков σ_{ER} (а, б) и рассчитанные начальные выходы $Y_{Z,N}$ (в) обозначены треугольниками, кружками и квадратами для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{244,246,248}\text{Cm}$ ($E_{cm} = 207, 205,5, 204$ МэВ) соответственно. Тяжелые фрагменты, образованные после испарения одного нейтрона, указаны на рис. а. Результаты, полученные на основе (19) и (10), а также на основе (38), представлены темными и светлыми символами соответственно

ветствуют максимумам или правым частям функций возбуждения $1n$ -канала. Например, для ^{262}No и ^{274}Hs $E_H^* = 16$ и 11 МэВ, а $W_{sur}(1n) = 2,4 \cdot 10^{-4}$ и $1,6 \cdot 10^{-2}$ соответственно. В то время как $Y_{Z,N}$ падает примерно на три порядка при увеличении Z от 102 до 108, сечение образования испарительного остатка уменьшается всего в 30 раз из-за увеличения W_{sur} с ростом Z . Экспериментальные данные [49] так же, как и наш анализ, показывают преимущество реакций с меньшим числом нейтронов в мишени для образования неизвестных изотопов сверхтяжелых ядер. С ростом E_{cm} увеличение зна-

чения $Y_{Z,N}$ компенсируются уменьшением значения W_{sur} и σ_{ER} становится меньше. Из рис. 25 видно, что в реакциях неполного слияния с актинидными мишенями могут быть получены неизвестные изотопы с приемлемыми сечениями. Изотопы ^{261}No и ^{264}Lr , а также изотопы ядер с $Z > 103$ на рис. 25 еще не изучены.

Вероятность передачи большого числа нуклонов от налетающего ядра к ядру-мишени коррелирует с зависимостью потенциальной энергии ДЯС от Z . Например, в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ($E_{\text{cm}} = 196,5$ МэВ) немного меньшее значение B_R ($Z = 102$, $N = 160$), чем в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$, приводит к большему $Y_{Z=102,N=160}$ и большему значению $\sigma_{\text{ER}} \approx 70$ пб для ^{261}No . Хотя в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$ ($E_{\text{cm}} = 202$ МэВ) σ_{ER} для Rf и Db близки к величинам для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{246,244}\text{Cm}$, сечения для Sg и Bh в ней меньше. В реакции с ^{243}Am ядра Sg и Bh расположены дальше по Z от мишени, и отношение N/Z в ДЯС слегка больше.

Если в реакциях с актинидными мишенями используются другие налетающие ядра, не ^{48}Ca , то в большинстве случаев неполное слияние приводит к образованию изотопов, которые уже были получены с большими сечениями в различных реакциях полного слияния. В реакциях неполного слияния с мишенями ^{208}Pb и ^{209}Bi сечения образования сверхтяжелых ядер будут меньше, чем в рассматриваемых нами реакциях, из-за необходимости передачи большого числа нуклонов из легкого ядра в тяжелое. Например, в реакции $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ рассчитанное значение σ_{ER} составляет около 1 пб уже для ^{250}No в испарительном канале $0n$.

На рис. 26 показаны сечения σ_f образования-деления сверхтяжелых ядер в реакциях асимметричного квазиделения $^{48}\text{Ca} + ^{244,246,248}\text{Cm}$ при энергиях около соответствующих кулоновских барьеров. Значение σ_f уменьшается приблизительно на три порядка величины, когда Z делящегося ядра увеличивается от 101 до 108. Вероятность передачи большого количества нуклонов от ядра-снаряда к ядру-мишени коррелирует с зависимостью потенциальной энергии ДЯС от Z . При увеличении значения E_{cm} на 20 МэВ значение σ_f растет приблизительно на два порядка величины. Заметим, что изотопы ядер с $Z = 103-108$, отмеченные на рис. 26, еще экспериментально не обнаружены. Сопряженными фрагментами делящихся сверхтяжелых ядер являются O, F, Ne, Na, Mg, Al, Si и P. Рис. 26 показывает, что деление неизвестных изотопов с $Z = 103-108$ может быть измерено с приемлемыми сечениями ($\sigma_f \approx 100$ нб–100 мкб) в реакциях с $^{244,246,248}\text{Cm}$ ^{48}Ca при энергиях приблизительно на 28 МэВ выше соответствующих кулоновских барьеров. Если возбужденное сверхтяжелое ядро делится за время порядка 10^{-20} с, то расстояние от него до сопряженного легкого фрагмента составляет приблизительно 300 Фм, т. е. можно сказать, что реально процесс является трехтелным. В [110] вызванное передачей деление было названо процессом «квазитройного деления» по аналогии с бинарным процессом квазиделения.

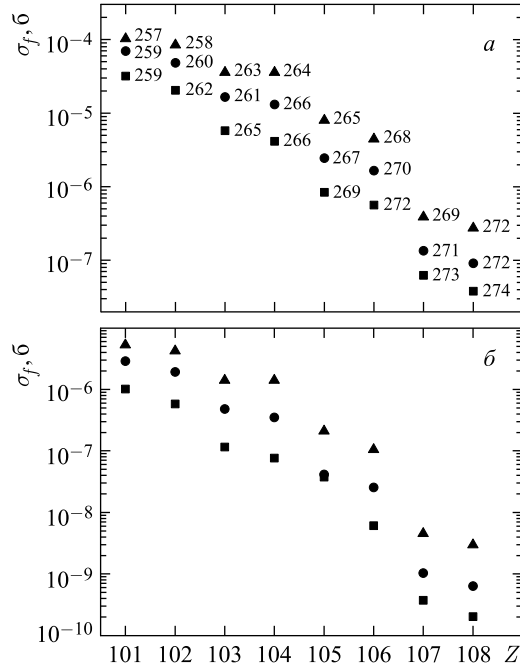


Рис. 26. Сечения σ_f индуцированного передачей деления изотопов сверхтяжелых ядер (массовое число обозначено около символа ядра) в реакциях $^{48}\text{Ca}(E_{\text{cm}} = 207, 227 \text{ МэВ}) + ^{244}\text{Sm}$ (треугольники), $^{48}\text{Ca}(E_{\text{cm}} = 205,5, 225,5 \text{ МэВ}) + ^{246}\text{Sm}$ (кружки) и $^{48}\text{Ca}(E_{\text{cm}} = 204, 224 \text{ МэВ}) + ^{248}\text{Sm}$ (квадраты). Результаты расчетов при большей энергии показаны на рис. *a*

Следует также указать на то, что изотопы ядер с $Z = 103\text{--}108$ делятся с вероятностью больше чем 0,99 при исследуемых энергиях возбуждения [19]. В эксперименте можно также наблюдать легкие ядра от О до Р в совпадении с соответствующими двумя фрагментами деления сверхтяжелого ядра. Предлагается эксперимент по процессу «квazitройного деления», в котором измерялись бы массовое и угловое распределения продуктов деления в совпадении с сопряженными легкими продуктами передачи от О до ионов Р. Средние энергии возбуждения E_H^* делящихся сверхтяжелых ядер представлены на рис. 27. В расчетах предполагается, что энергии возбуждения ядер ДЯС пропорциональны их массовым числам. Поскольку потенциальная энергия ДЯС увеличивается в сторону Z больших, чем Z_i , энергия возбуждения тяжелого фрагмента (делящегося ядра) уменьшается от 16–18 МэВ до 8–11 МэВ (см. рис. 26). Отношение пик/долина массового распределения продуктов деления сильно зависит от значения энергии возбуждения. Поэтому

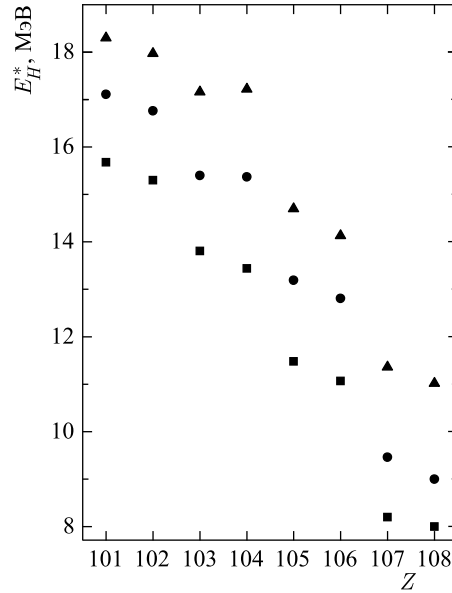


Рис. 27. Средние энергии возбуждения делящихся сверхтяжелых ядер, полученных в реакциях $^{48}\text{Ca}(E_{\text{cm}} = 207 \text{ МэВ}) + ^{244}\text{Sm}$ (треугольники), $^{48}\text{Ca}(E_{\text{cm}} = 205,5 \text{ МэВ}) + ^{246}\text{Sm}$ (кружки) и $^{48}\text{Ca}(E_{\text{cm}} = 204 \text{ МэВ}) + ^{248}\text{Sm}$ (квадраты)

можно изучать мультимодальную структуру массового распределения продуктов индуцированного передачи деления определенных изотопов сверхтяжелых ядер с $Z = 101-108$. Экспериментальная проверка этих предсказаний дала бы дополнительную информацию об абсолютных значениях оболочечных поправок и их зависимости от Z в этой области сверхтяжелых ядер. Поскольку барьер деления сверхтяжелых ядер определяется, главным образом, оболочечными поправками в основном состоянии, в предложенном эксперименте можно также изучить зависимость значения оболочечной поправки от Z, N делящегося ядра и от средней энергии возбуждения, которая легко вычисляется.

3. ПРОДУКТЫ АСИММЕТРИЧНОГО КВАЗИДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИЯХ ХОЛОДНОГО СЛИЯНИЯ

В предыдущем разделе мы оценили сечения образования ядер $101 \leq Z \leq 108$ в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}, ^{243}\text{Am}, ^{244,246,248}\text{Cm}$. В этих реакциях барьеры квазиделения, препятствующие распаду ДЯС, около входного канала

$\sim 4\text{--}5$ МэВ. В реакциях $^{66,68,70}\text{Zn}, ^{70,72,74,76}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$ барьеры квазиделения меньше чем $0,5\text{--}2$ МэВ. Это объясняет экспериментальный факт, что в реакции холодного слияния распределение продуктов квазиделения имеет максимум около входной конфигурации [18]. В реакциях горячего слияния можно наблюдать продукты многонуклонных передач, соответствующие передаче $10\text{--}12$ протонов из ядра-снаряда в ядро-мишень, с сечениями большими чем 10 пб. Несмотря на то, что подобные передачи нуклонов происходят с меньшими вероятностями в реакциях со свинцовыми мишенями, образовавшиеся продукты имеют большую стабильность по отношению к делению из-за маленькой энергии возбуждения, т. е. вторичные продукты зарядового распределения совпадают с первичными. Поэтому выходы продуктов асимметричного квазиделения в реакциях с Pb-мишенью могут быть сопоставимыми с теми же в реакциях с актинидами и должны быть проанализированы. Большинство этих продуктов с $Z > 84$ нестабильны относительно α -распада. Поэтому они могут создавать дополнительный фон при регистрации продуктов полного слияния, идентифицируемых по цепочкам альфа-распадов.

Мы используем здесь тот же формализм, что и в предыдущем разделе. Сечение $\sigma(Z, N) = \sigma_{\text{cap}} Y_{Z, N}$ образования первичного тяжелого фрагмента в реакции асимметричного квазиделения — произведение сечения захвата во входном канале реакции и вероятности формирования-распада $Y_{Z, N}$ -конфигурации ДЯС с зарядовой и массовой асимметриями, определенными Z и N . Энергии возбуждения тяжелых фрагментов лежат в интервале $2\text{--}6$ МэВ, что ниже, чем энергетические пороги для нейтронной эмиссии, и сечение испарительного остатка совпадает с $\sigma(Z, N)$.

На рис. 28–30 показаны выходы ядер с $Z > 84$ в реакциях $^{66,68,70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{70,72,74,76}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$. Энергии столкновения соответствуют ожидаемым максимумам функций возбуждения полного слияния в канале $1n$ -испарения [33, 34]. Выходы продуктов около начального входного ДЯС увеличиваются с уменьшением нейтронного числа системы из-за меньших значений $B_{\text{qf}}(Z, N)$. С увеличением Z выходы продуктов медленно уменьшаются на определенных интервалах по Z и обрываются при некоторых Z , что отражает зависимость потенциальной энергии ДЯС от Z [12]. На рис. 28–30 показаны изотопы с максимальными выходами. Для некоторых ядер изотопное распределение является асимметричным. Например, в реакции $^{70}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$ выход ядра ^{214}Rn на два порядка меньше, чем выход ядра ^{212}Rn . Асимметрия изотопического распределения известна для некоторых ядер, полученных в глубоконеупругих столкновениях тяжелых ионов [10, 11].

Как найдено в [30, 31], вероятность слияния в реакциях холодного слияния в целом больше, когда нейтронное число ядра-снаряда меньше. Поскольку в нашем подходе слияние происходит в ходе диффузии по коор-

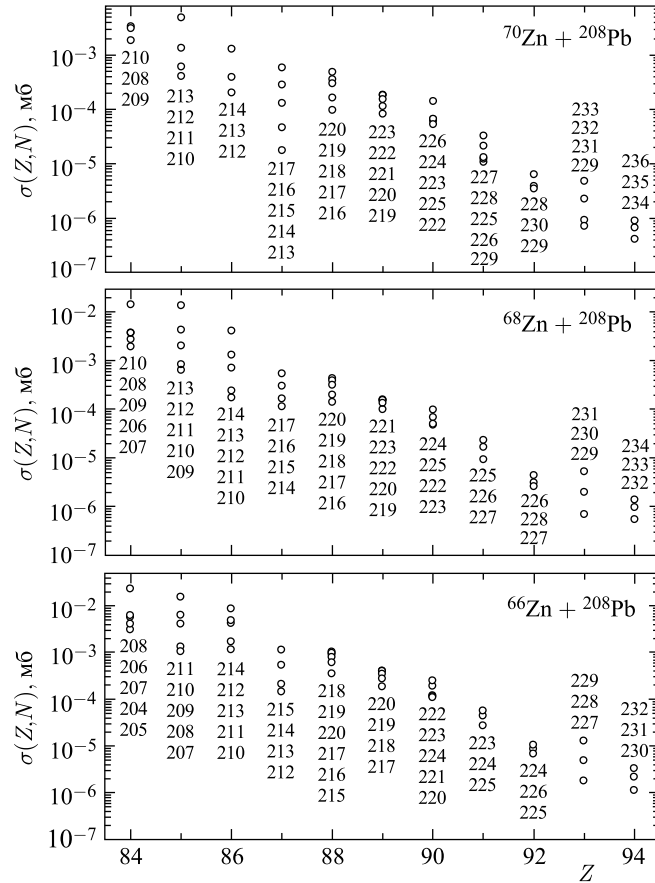


Рис. 28. Расчетные сечения выхода изотопов ядер с $Z = 84-94$ в реакциях $^{66,68,70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{cm}} = 251, 254$ и 255 МэВ соответственно. Порядок обозначенных массовых чисел изотопов в соответствии с уменьшением их сечения

динамам зарядовой и массовой асимметрий, большая вероятность слияния в реакциях с легкими изотопами ядра-снаряда приводит к большому числу распадов ДЯС, являющихся более асимметричными, чем начальная входная ДЯС. Это видно на рис. 28, если сравнивать выходы ядер U и Pu в реакциях с ^{66}Zn и ^{70}Zn . Полученные продукты передачи с $Z > 84$ являются радиоактивными ядрами и распадаются, главным образом, посредством α -распада. Некоторые из ядер, которые испускают α -частицы с энергиями больше чем $E_{\alpha} = 8,5$ МэВ, могут создать большой фон, мешающий идентификации про-

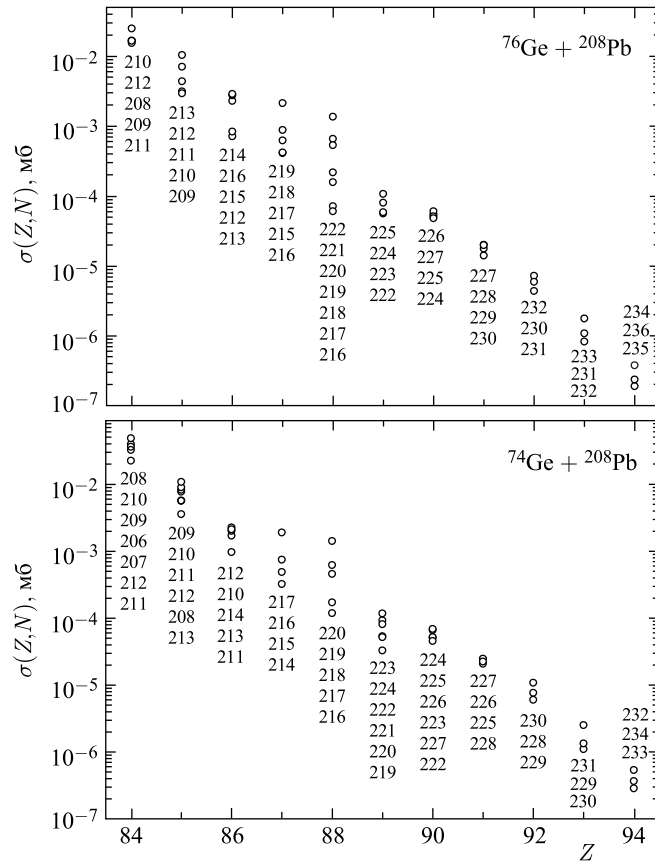


Рис. 29. То же самое, что и на рис. 28, но для реакций $^{74,76}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{cm}} = 271,3$ и $272,3$ МэВ соответственно

дуктов полного слияния. В реакциях с $^{68,70}\text{Zn}$ и $^{74,76}\text{Ge}$ такие продукты есть среди изотопов Po, At, Rn, Fr и Ra. В реакциях с ^{66}Zn и $^{70,72}\text{Ge}$ такие ядра есть среди изотопов Fr, Ra, Ac, Th и U. Изотопы с короткими временами жизни распадаются в течение времени пролета $t \approx 2$ мкс [33, 34] от мишени до детектора. Для демонстрации этого эффекта на рис. 31 показана зависимость выхода ядер от E_{α} ($E_{\alpha} \geq 8,5$ МэВ) при $t \approx 2$ мкс для реакций $^{66,68,70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$.

Сечения на рис. 31 вычислены с помощью следующей формулы $\sigma(Z, N, t) = \sigma(Z, N) \exp(-t \ln 2 / T_{1/2})$, где сечения $\sigma(Z, N)$ взяты из рис. 28. Основные изотопические тенденции, найденные на рис. 28–30, видны

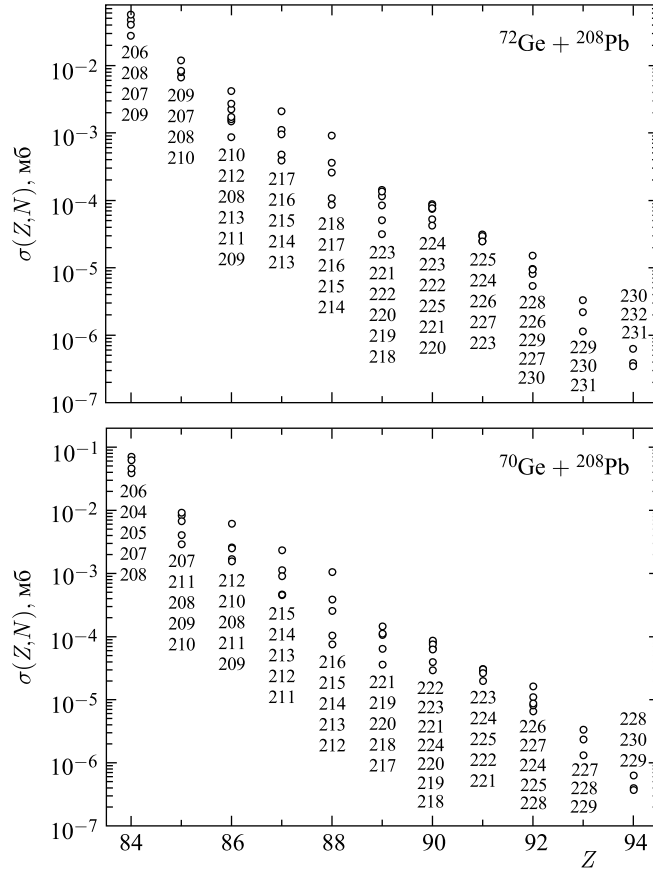


Рис. 30. То же самое, что и на рис. 28, но для реакций $^{70,72}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{cm}} = 267,3$ и $270,3$ МэВ соответственно

и на рис. 31. С уменьшением числа нейтронов ядра-снаряда усиливаются выходы продуктов с $Z > Z_i$ при $t = 2$ мкс.

Здесь мы рассматриваем получение изотопов в основном состоянии. Изомерные состояния ядер имеют энергии до 3 МэВ, и выходы изомеров ожидаются меньшими по сравнению с выходами ядер в основном состоянии. Например, в реакции $^{76}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$ выход долгоживущего ядра ^{212m}Po с $E_{\alpha} = 11,87$ МэВ в 50 раз меньше, чем выход короткоживущего ^{212}Po с $E_{\alpha} = 8,95$ МэВ. Измеренное отношение выходов между ^{212}Po и ^{212m}Po будет зависеть от задержки системы регистрации и подпитки образования ^{212}Po из-за β -распада ядра ^{212}Bi .

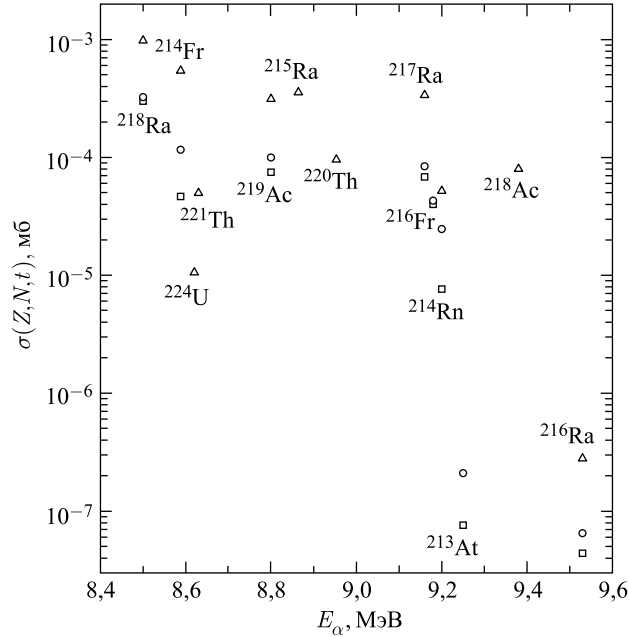


Рис. 31. Расчетные сечения $\sigma(Z, N, t)$ при $t \approx 2$ мкс для ядер, полученных в реакциях ${}^{66,68,70}\text{Zn} + {}^{208}\text{Pb}$, представленные треугольниками, кружками и квадратами соответственно, как функции энергии α -частиц, испущенных из этих ядер при $E_\alpha \geq 8,5$ МэВ

4. ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОННО-ОБОГАЩЕННЫХ ИЗОТОПОВ Zn И Ge В РЕАКЦИЯХ КВАЗИДЕЛЕНИЯ

Как показано выше, предложенный нами метод подходит для предсказаний массовых и зарядовых распределений и сечений образования продуктов реакций квазиделения (многоуклонных передач). Здесь демонстрируется возможность получения нейтронно-обогащенных изотопов ${}^{82,84,86}\text{Zn}$ и ${}^{86,88,90,92}\text{Ge}$ в реакции ${}^{48}\text{Ca} + {}^{238}\text{U}, {}^{244}\text{Pu}$ при энергиях столкновения около кулоновского барьера. Изотопы ${}^{84,86}\text{Zn}$ и ${}^{90,92}\text{Ge}$ не были еще синтезированы в экспериментах. Динамика бинарной реакции рассмотрена как диффузионные многоуклонные переходы между взаимодействующими ядрами в столкновениях, когда энергия возбуждения полученного экзотического изотопа ниже, чем энергетический порог для нейтронной эмиссии [$E_L^*(Z, N, J) \leq S_n(Z, N)$]. В этом случае $W_{\text{sur}} = 1$ и первичные и вторичные выходы совпадают. Если $E_L^*(Z, N, J) > S_n(Z, N)$, из первичных нейтронно-обогащенных ядер образуются вторичные ядра с меньшим количеством нейтронов из-за деэвозбуждения за счет нейтронной эмиссии.

В наших вычислениях используются теоретические предсказания [112] энергий связи и энергий отрыва нейтрона нейтронно-избыточных ядер. Неопределенности этих предсказаний являются главными источниками неопределенности наших результатов. В расчетах мы предполагаем также, что энергия возбуждения ДЯС делится между ядрами пропорционально их массовым числам. Поскольку интересующие нас изотопы образуются из ядра-снаряда посредством захвата нуклонов, они могут быть немного более возбужденными, чем в пределе теплового равновесия. С учетом всех этих неопределенностей мы оцениваем точность расчетных сечений в пределах фактора 3–5. Если нейтронно-обогащенный изотоп близок к области известных ядер, наше предсказание для него имеет меньшую неопределенность и сечение оценивается с большей точностью.

Эволюцию ДЯС в рассмотренных реакциях можно схематически представить в следующем виде: $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{78,80}\text{Zn} + ^{208,206}\text{Pb} \rightarrow ^{82,84,86}\text{Zn} + ^{204,202,200}\text{Pb}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{84,82}\text{Ge} + ^{208,210}\text{Pb} \rightarrow ^{86,88,90,92}\text{Ge} + ^{206,204,202,200}\text{Pb}$. Система первоначально перемещается в глубокий минимум на поверхности потенциальной энергии (что энергетически выгодно), который вызван оболочечными эффектами в ДЯС с тяжелым магическим ядром ^{208}Pb и легким полумагическим ядром ^{80}Zn или ^{82}Ge . На следующем шаге из-за флуктуаций по координате массовой асимметрии система из этого минимума переходит в ДЯС с экзотическим легким ядром. При малых энергиях возбуждения эволюция ДЯС в направлении меньшей зарядовой (массовой) симметрии затруднена из-за существования глубокого минимума для конфигураций с ядрами $^{206,208}\text{Pb}$ или $^{208,210}\text{Pb}$.

Рассчитанные сечения образования нейтронно-обогащенных изотопов в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}, ^{244}\text{Pu}$ при энергиях налетающего ядра около кулоновского барьера представлены на рис. 32–34. Сечение образования экзотического ядра ^{82}Zn (^{86}Ge) приблизительно на два (три) порядка величины

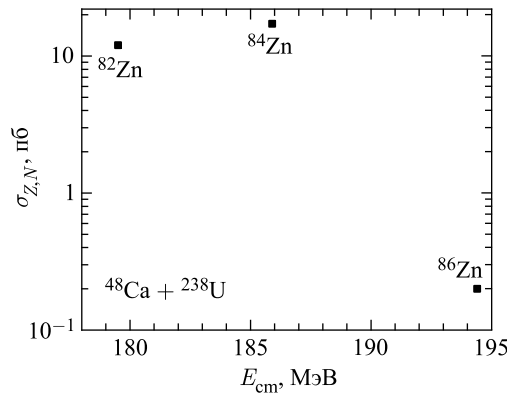


Рис. 32. Предсказанные сечения образования обозначенных нейтронно-обогащенных изотопов Zn в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ при значениях E_{cm} , обеспечивающих возбуждение этих изотопов ниже порога нейтронной эмиссии

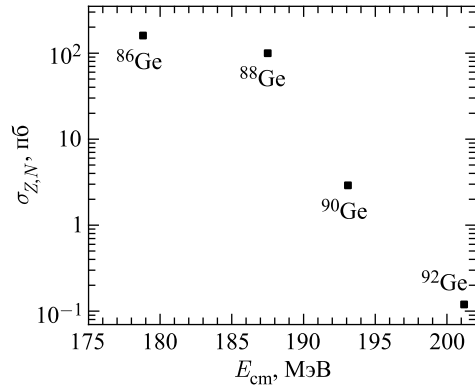


Рис. 33. То же, что и на рис. 32, но для обозначенных нейтронно-обогащенных изотопов Ge, полученных в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$

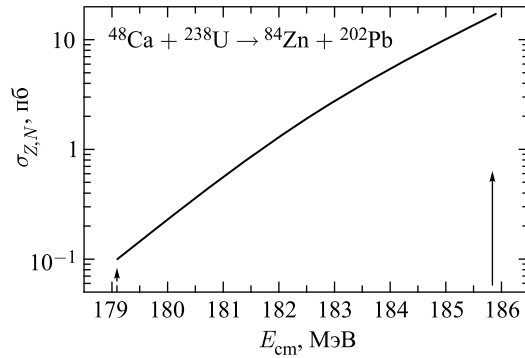


Рис. 34. Функция возбуждения для образования ^{84}Zn в реакциях многонуклонных передач $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$. Сплошная (штриховая) стрелка указывает предсказанное сечение образования при значении E_{cm} , соответствующей энергии возбуждения ^{84}Zn , равной энергетическому порогу (половине порога) нейтронной эмиссии

больше, чем сечение образования ядра ^{86}Zn (^{92}Ge) (рис. 32 и 33). Несмотря на то, что $P_{30,52} \gg P_{30,54}$ ($P_{32,54} \gg P_{32,56}$), сечения образования ^{82}Zn (^{86}Ge) и ^{84}Zn (^{88}Ge) сравнимы друг с другом, потому что в случае ^{82}Zn (^{86}Ge) оптимальная энергия бомбардировки значительно ниже кулоновского барьера для сферических ядер и, соответственно, $\sigma_{\text{cap}}(^{82}\text{Zn } ^{86}\text{Ge}) \ll \sigma_{\text{cap}}(^{84}\text{Zn } ^{88}\text{Ge})$. При энергиях E_{cm} меньших, чем значение кулоновского барьера, только столкновения с определенными взаимными ориентациями ядер приводят к захвату ядра-снаряда ядром-мишенью. Поскольку выходы изотопов ^{82}Zn и ^{86}Ge как первичных продуктов подавлены процессом захвата, возможно образование этих изотопов как вторичных продуктов при более высоких энергиях

бомбардировки. Однако формирование ДЯС с более тяжелым изотопом Zп или Ge происходит с меньшей вероятностью. Поэтому образование экзотических ядер ^{82}Zn и ^{86}Ge как вторичных продуктов, так и первичных продуктов происходит со сравнимыми сечениями.

Зависимость сечения образования нейтронно-обогащенного изотопа ^{84}Zp как функции E_{cm} представлена на рис. 34. Хорошо видна зависимость сечения от энергии отрыва нейтрона. Сплошная стрелка указывает значение E_{cm} , при котором значение $E_L^*(Z, N, J)$ достигает $S_n(Z, N) = 3,99$ МэВ. Поскольку предсказания $S_n(Z, N)$ содержат некоторую неопределенность, мы указали штриховой стрелкой значение E_{cm} , при котором $E_L^*(Z, N, J)$ достигает значения $0,5S_n(Z, N)$. Видно, что уменьшение энергии связи нейтрона на 2 МэВ приводит к сдвигу E_{cm} приблизительно на 7 МэВ и уменьшает сечение образования приблизительно на два порядка величины. Это уменьшение $\sigma_{Z,N}$ происходит, главным образом, из-за сильного уменьшения сечения захвата с уменьшением E_{cm} ниже сферического кулоновского барьера. Измерения функций возбуждения будут полезны для оценки $S_n(Z, N)$ нейтронно-обогащенных ядер, так как при $E_L^*(Z, N, J) > S_n(Z, N)$ функция возбуждения резко убывает.

Расчетные результаты указывают, что значения Q для передачи влияют на сечение образования из-за бинарного характера реакции. Предсказанные сечения находятся на уровне 0,1–160 пб. Текущие экспериментальные возможности позволяют достигнуть сечения 1 пб приблизительно за одну неделю облучения. Поэтому реакции многонуклонных передач при низких энергиях являются эффективным инструментом для получения ядер, далеких от линии стабильности. Реакции многонуклонных передач могут дать детальную информацию о динамике ДЯС по координатам массовой и зарядовой асимметрий.

Из-за большого нейтронного избытка и меньших потерь из-за квазиделения около входного канала использование ядра-снаряда ^{48}Ca более предпочтительно, чем использование более тяжелых ядер-снарядов для достижения нейтронно-обогащенной области нуклидов в реакциях с актинидами.

5. ПРЕДСКАЗАНИЕ ВЫХОДОВ НОВЫХ НЕЙТРОННО-ОБОГАЩЕННЫХ ИЗОТОПОВ ЯДЕР С $Z = 64-80$ В РЕАКЦИИ КВАЗИДЕЛЕНИЯ $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$

Здесь мы рассматриваем возможность получения нейтронно-обогащенных изотопов ядер с $Z = 64-80$, сопряженных легким фрагментам, в реакциях квазиделения (многонуклонных передач) с урановой мишенью и пучком ^{48}Ca . Энергия столкновения $E_{\text{cm}} = 189$ МэВ равна значению кулоновского барьера для сферических ядер. Следует отметить, что эти изотопы не могут быть получены в реакциях вынужденного деления и полного слияния с доступными пучками стабильных ядер.

Рассчитанные сечения образования первичных изотопов в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ при $E_{\text{cm}} = 189$ МэВ представлены на рис. 35–43. Первичные нейтронно-обогащенные ядра имеют энергию возбуждения и в процессе девозбуждения преобразуются во вторичные ядра с меньшим числом нейтронов. Каналы нейтронной эмиссии обозначены на рис. 35–43 для первичных изотопов. Все предсказания сделаны в предположении, что энергия возбуждения ДЯС разделяется между фрагментами пропорционально их массовым числам. Видно, что первичные ядра испускают от 1 до 5 нейтронов. Предсказанные значения энергий связи и отрыва нейтрона $S_n(Z, N)$ для неизвестных ядер взяты из макроскопическо-микроскопической модели [112]. Поскольку нейтронная эмиссия — доминирующий канал девозбуждения для интересующих нас нейтронно-обогащенных изотопов, сечения образования указанных на рис. 35–43 вторичных ядер совпадают с теми же для соответствующих первичных ядер.

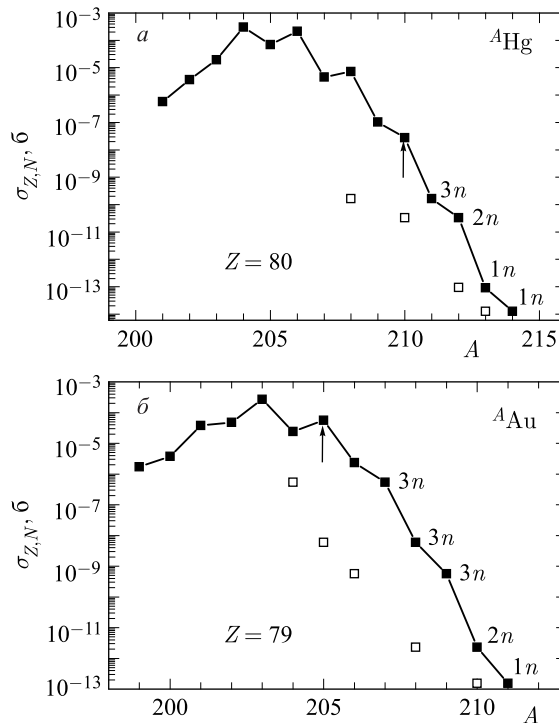


Рис. 35. Предсказанные сечения образования первичных (темные квадраты) изотопов Au и Hg в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$. Каналы эмиссии нейтронов указаны для нейтронно-обогащенных первичных изотопов. Выходы вторичных изотопов показаны светлыми квадратами. Известные самые тяжелые изотопы указаны стрелками

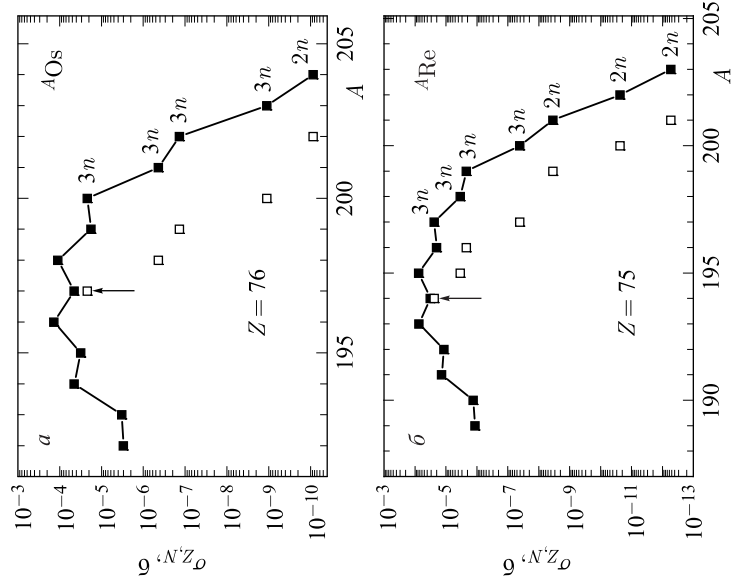


Рис. 37. То же, что и на рис. 35, но для изотопов Re и Os

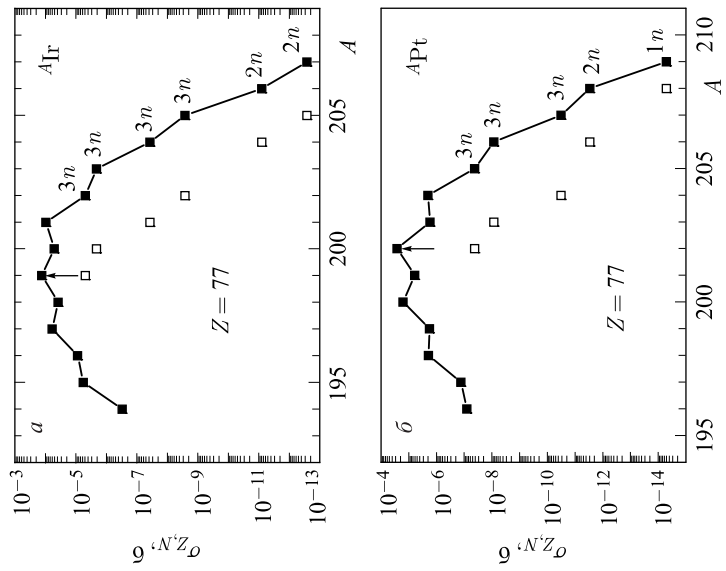


Рис. 36. То же, что и на рис. 35, но для изотопов Pt и Ir

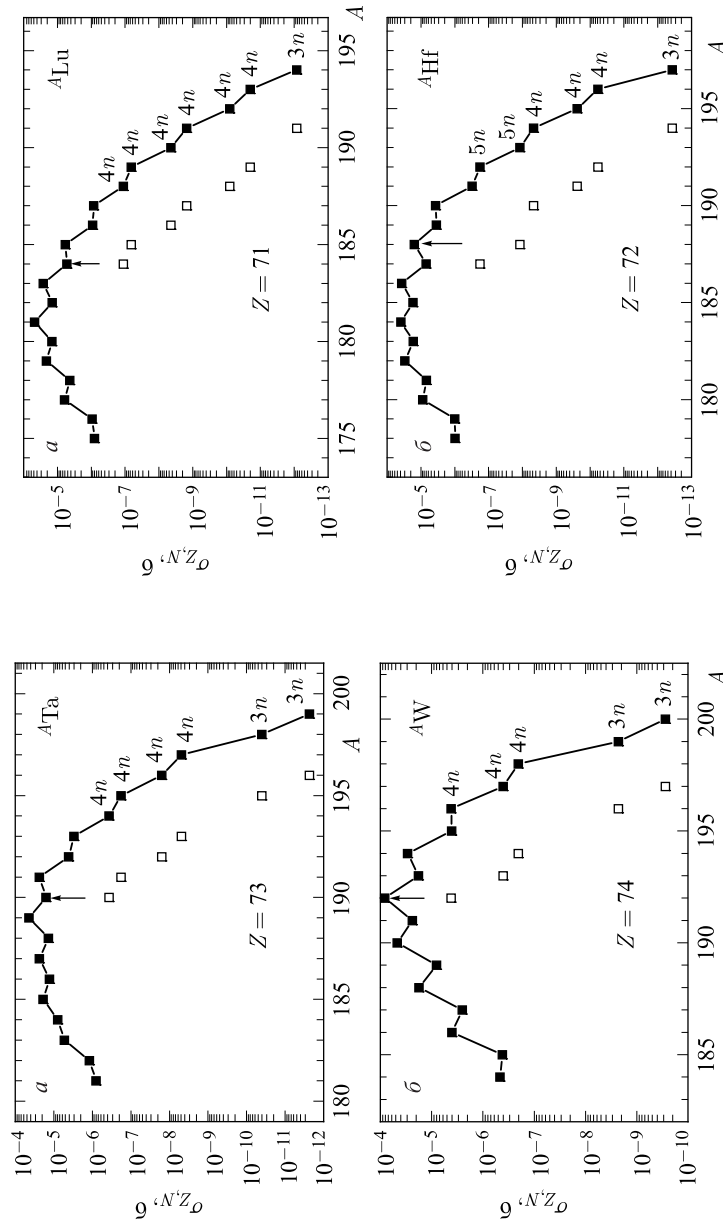


Рис. 38. То же, что и на рис. 35, но для изотопов W и Ta

Рис. 39. То же, что и на рис. 35, но для изотопов Hf и Lu

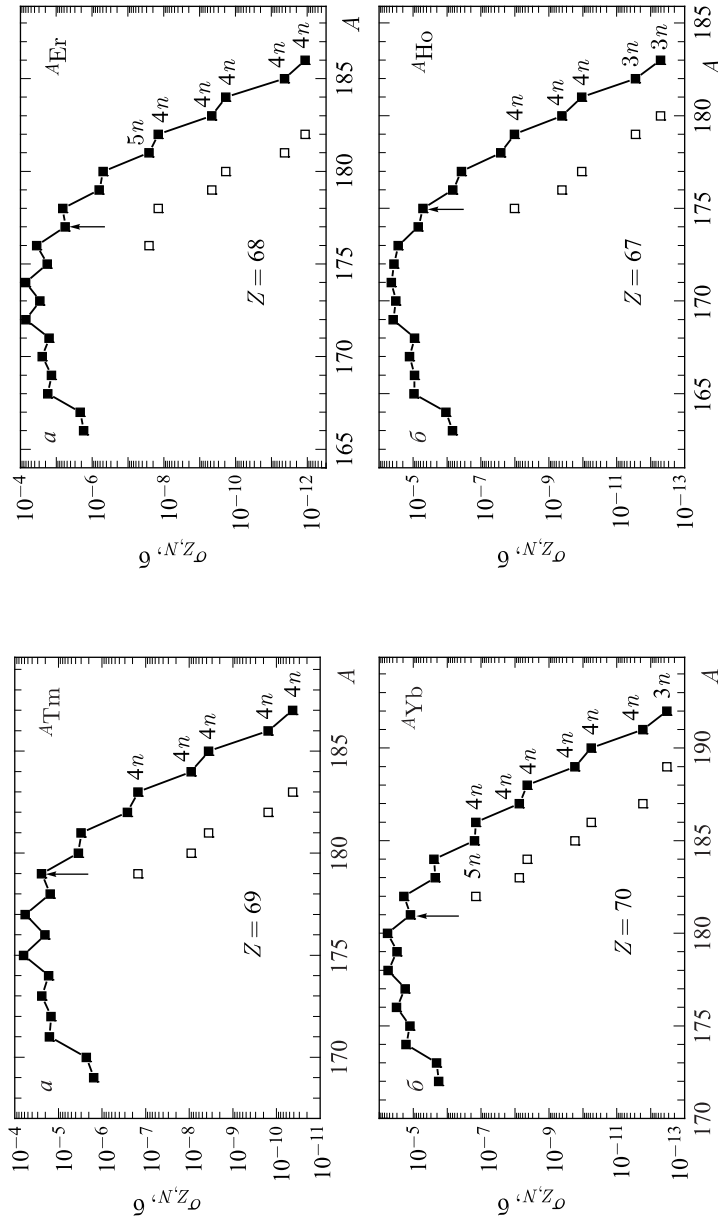


Рис. 41. То же, что и на рис. 35, но для изотопов Ho и Er

Рис. 40. То же, что и на рис. 35, но для изотопов Yb и Tm

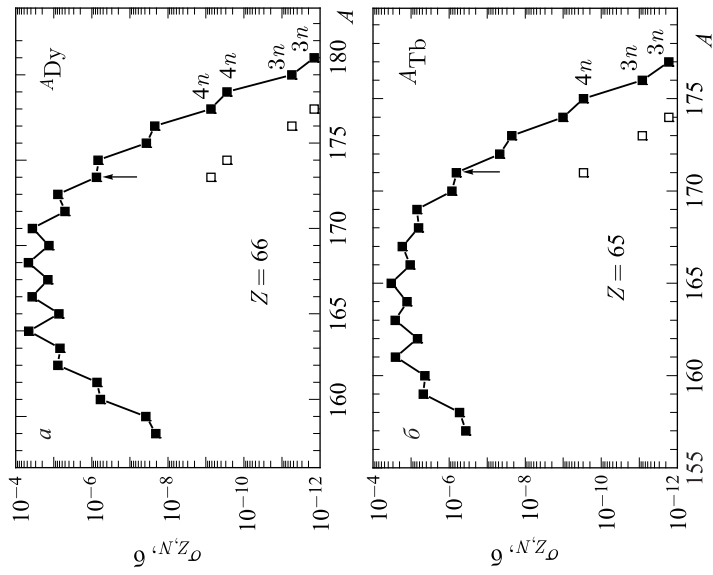


Рис. 42. То же, что и на рис. 35, но для изотопов Ть и Ду

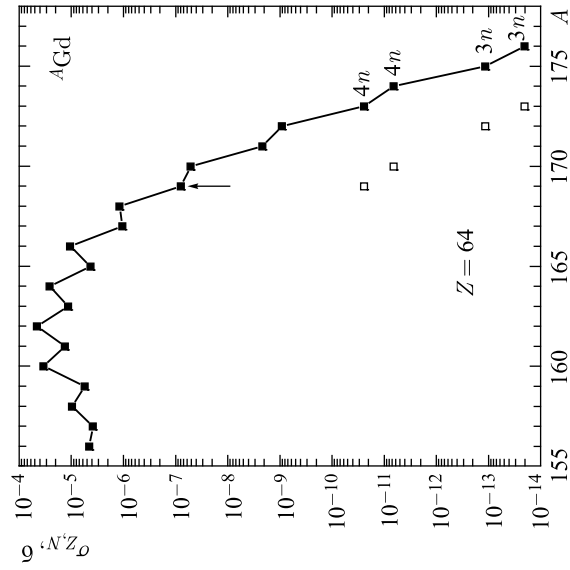


Рис. 43. То же, что и на рис. 35, но для изотопов Gd

Поскольку предсказанные сечения образования новых экзотических изотопов ^{193}W , $^{195,196}\text{Re}$, ^{198}Os , и ^{200}Ir находятся на уровне миллибарна, они могут быть легко идентифицированы. Для этих ядер известные самые тяжелые изотопы находятся в окрестностях максимумов первичных изотопических распределений (рис. 36–38). Так как рассчитанные сечения образования новых экзотических изотопов ^{178}Er , $^{180,181}\text{Tm}$, $^{182-184}\text{Yb}$, $^{185-187}\text{Lu}$, ^{190}Hf , $^{191-193}\text{Ta}$, $^{194,196}\text{W}$, $^{197,199}\text{Re}$, $^{199,200}\text{Os}$, $^{201,202}\text{Ir}$, ^{203}Pt (рис. 36–41) на уровне между микробарн и нанобарн, эти ядра могут также быть обнаружены на существующих экспериментальных установках. Группу новых изотопов, ^{170}Gd , ^{173}Tb , $^{174,176}\text{Dy}$, $^{176,177,179}\text{Ho}$, $^{179-182}\text{Er}$, $^{182,183}\text{Tm}$, $^{185-187}\text{Yb}$, $^{188,189,191}\text{Lu}$, $^{191,192}\text{Hf}$, $^{195,196}\text{Ta}$, ^{197}W , ^{200}Re , ^{202}Os , ^{204}Ir , $^{204,206}\text{Pt}$, $^{206,208}\text{Au}$ (рис. 35–43), можно получить с сечениями в интервале между нанобарн и пикобарн. Неизвестные нейтронно-избыточные изотопы Hg могут быть образованы с сечением меньше чем 1 пб. В этом случае известный самый тяжелый изотоп, ^{210}Hg , расположен на правом краю рассчитанного изотопического распределения (см. рис. 35).

Результаты расчета показывают, что реакция многонуклонных передач $^{48}\text{Ca}(E_{\text{cm}} = 189 \text{ МэВ}) + ^{238}\text{U}$ является очень эффективным инструментом для получения новых нейтронно-обогащенных ядер с $Z = 64-79$. Можно предложить такого типа эксперимент. Следует отметить, что в этом эксперименте можно исследовать четно-нечетные эффекты, которые четко наблюдаются на рис. 35–43. Очевидно, что с помощью более тяжелых актинидных мишеней, например, таких как ^{244}Pu или ^{248}Cm , и пучка ^{48}Ca при энергиях около кулоновского барьера можно достичь более нейтронно-обогащенных областей таблицы нуклидов. Облучая более тяжелые актинидные мишени ядром ^{48}Ca , мы получаем выигрыш в значении Q для передачи. При этом известные самые тяжелые изотопы располагаются ближе к максимумам изотопических распределений.

6. КВАЗИДЕЛЕНИЕ В ОТНОСИТЕЛЬНО ЛЕГКИХ СИСТЕМАХ

В тяжелых системах с $Z_1 \times Z_2 > 1600$ квазиделение доминирует над слиянием из-за действия сильных отталкивающих кулоновских сил. В легких системах возрастает влияние отталкивающих центробежных сил на процесс квазиделения. Доминирование слияния или квазиделения зависит от углового момента системы. Вклад процесса квазиделения (слияния) увеличивается (уменьшается) с ростом углового момента, внесенного в систему во входном канале. По аналогии с явлением фазового перехода можно сказать, что угловой момент играет роль управляющего параметра, который определяет механизм эмиссии сложных фрагментов.

6.1. Модель эмиссии сложных фрагментов. Эмиссия сложных фрагментов описывается как трехступенчатый процесс: 1) стадия захвата, когда налетающее ядро-снаряд захватывается ядром-мишенью и образуется начальная ДЯС; 2) формирование ДЯС с данной массовой (зарядовой) асимметрией; 3) распад этой ДЯС через кулоновский барьер ядро-ядерного потенциала. Вероятность формирования кластера вычисляется статистически с использованием стационарного решения мастер-уравнения по координатам зарядовой и массовой асимметрий и зависит от потенциальной энергии соответствующей конфигурации ДЯС в точке касания, а также от термодинамической температуры системы. Вероятность распада ДЯС по R вычисляется методом переходного состояния. Она зависит от термодинамической температуры ДЯС и от разницы потенциальных энергий соответствующей конфигурации ДЯС в точке касания и на барьере. Барьеры эмиссии сложных фрагментов вычисляются с использованием потенциала двойной свертки с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием, зависящим от плотности ядер.

Сечение эмиссии сложных фрагментов из возбужденной ядерной системы вычисляется следующим образом:

$$\sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}) = \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} \sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}, J) = \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} \sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J) W_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J), \quad (39)$$

где $W_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J)$ — вероятность образования и вылета сложного фрагмента с массовым A и зарядовым Z числами и

$$\sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J) = \pi \lambda^2 (2J + 1) P_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J) \quad (40)$$

— парциальное сечение захвата налетающего ядра ядром-мишенью, где $\lambda = \hbar / (2\mu E_{\text{cm}})^{1/2}$ — де-бройлевская длина волны. Значение $\sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J)$ определяет переход сталкивающихся ядер через кулоновский барьер с вероятностью $P_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J)$ и образование ДЯС, когда кинетическая энергия E_{cm} и угловой момент J относительного движения переходят в энергию возбуждения и угловой момент ДЯС соответственно. Вероятность перехода через кулоновский барьер вычисляется с помощью формулы Хилла–Уилера [114] $P_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J) = (1 + \exp[2\pi(V(R_b, J) - E_{\text{cm}})/\hbar\omega(J)])^{-1}$, где ядро-ядерный потенциал V вблизи кулоновского барьера при $R = R_b$ аппроксимируется потенциалом перевернутого гармонического осциллятора с высотой барьера $V(R_b, J)$ и частотой $\omega(J)$. Максимальное значение углового момента $J = J_{\text{max}}$ определяется минимальным значением кинематического $J_{\text{max}}^{\text{kin}} = [2\mu(E_{\text{cm}} - V(R = R_b, J = 0))]^{1/2} R_b$ и критического J_{cr} угловых моментов: $J_{\text{max}} = \min\{J_{\text{max}}^{\text{kin}}, J_{\text{cr}}\}$. Мы рассматриваем здесь в одном подходе распад возбужденного составного ядра путем последовательного испарения легких частиц (нейтрон, протон, дейтрон и тритон) и эмиссии кластеров ($Z \geq 2$).

В приближении малого перекрытия ядер в ДЯС потенциальная энергия (управляющий потенциал) ДЯС вычисляется с помощью выражения (14), в котором ядро-ядерный потенциал V определяется с центробежной частью

$$V_{\text{rot}}(R, Z, A, \beta_1, \beta_2, J) = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathfrak{S}(R, A, \beta_1, \beta_2)}, \quad (41)$$

момент инерции ДЯС

$$\mathfrak{S}(R, A, \beta_1, \beta_2) = k_0(\mathfrak{S}_1 + \mathfrak{S}_2 + \mu R^2) \quad (42)$$

вычисляется в пределе полного слипания, где моменты инерции \mathfrak{S}_i ($i = 1, 2$) ядер ДЯС получены в твердотельном приближении:

$$\begin{aligned} \mathfrak{S}_i &= \frac{1}{5} m_0 A_i (a_i^2 + b_i^2), \\ a_i &= R_{0i} \left(1 - \frac{\beta_i^2}{4\pi} \right) \left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta_i \right), \\ b_i &= R_{0i} \left(1 - \frac{\beta_i^2}{4\pi} \right) \left(1 - \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \beta_i \right). \end{aligned} \quad (43)$$

Как известно из экспериментальных исследований, моменты инерции сильно деформированных ядерных состояний близки к 85 % твердотельного значения [115]. Поэтому мы берем $k_0 = 0,85$ в наших расчетах. Для описания процесса захвата налетающего ядра ядром-мишенью $\mathfrak{S}(R, A, \beta_1, \beta_2)$ заменяется на $\mathfrak{S} = \mu R^2$ (μ — приведенная масса) в (41).

С эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием, зависящим от ядерной плотности, возникает отталкивающий кор в V (см. рис. 44, ϑ, ε), который препятствует движению на меньшие расстояния, $R < R_1(1 + \sqrt{5/(4\pi)}\beta_1) + R_2(1 + \sqrt{5/(4\pi)}\beta_2)$, и отражает действие принципа Паули. В результате суммы отталкивающих кулоновского, центробежного и притягивающего ядерного потенциалов в (15) ядро-ядерный потенциал имеет карман с минимумом на расстоянии $R = R_m$ (рис. 44). При $J = 0$ положению кулоновского барьера соответствует расстояние $R_b \approx R_m + 2$ фм. Тогда глубина кармана равна $B_R^{\text{qf}}(Z, A, J) = V(R_b, Z, A, \beta_1, \beta_2, J) - V(R_m, Z, A, \beta_1, \beta_2, J)$. Барьер квазиделения B_R^{qf} препятствует распаду ДЯС по координате R . Величина B_R^{qf} уменьшается с ростом J из-за роста центробежной части потенциала в (15). Во входном канале потенциальный карман исчезает при критическом значении углового момента $J = J_{\text{cr}}$ (см. штриховые линии на рис. 44). Захват ядра-снаряда мишенью становится невозможным при угловых моментах, превышающих J_{cr} . Глубина потенциального кармана зависит также от зарядовой

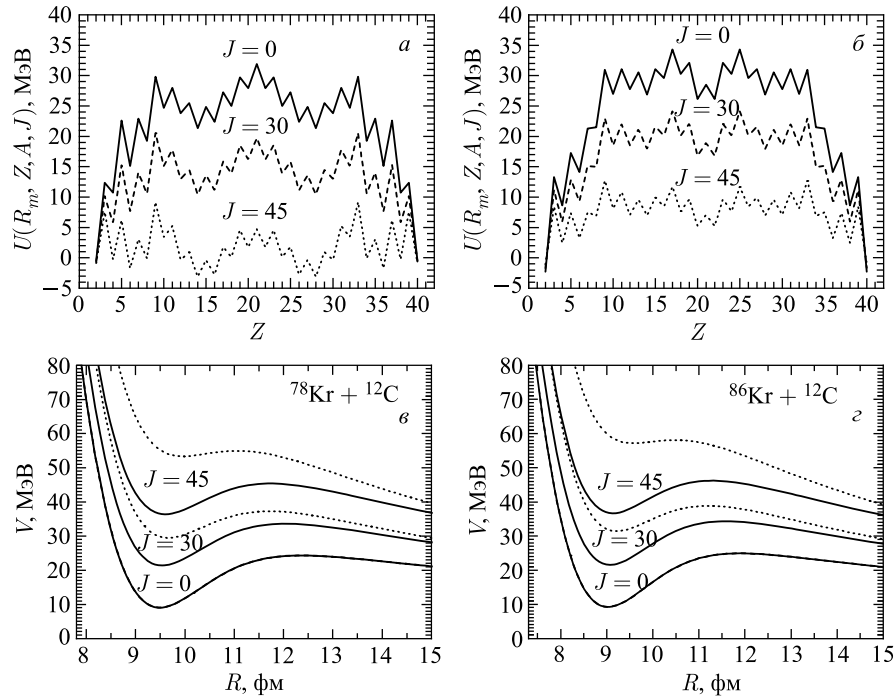


Рис. 44. Зависимости ядро-ядерного потенциала V от R (c, d) во входном (пунктирные линии) и выходном (сплошные) каналах, а также потенциальной энергии $U(R_m, Z, A, J)$ ДЯС от зарядового числа Z одного из ядер ДЯС (a, b) для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ (b, d) и реакции $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ (a, c). Значение массового числа A определяется из условия минимума U при фиксированном Z . Расчетные результаты приведены для угловых моментов $J = 0, 30, 45$. Значение U нормировано относительно энергии вращающегося составного ядра

и массовой асимметрий ДЯС. Для асимметричной ДЯС карман потенциала взаимодействия глубже, чем для более симметричной ДЯС.

Потенциальные энергии $U(R_m, Z, A, J)$ ДЯС в зависимости от Z представлены на рис. 44 при различных значениях J для реакций $^{78,86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$. Вследствие того, что степень свободы, отвечающая за N/Z -равновесие в ДЯС, является самой быстрой, потенциальные энергии U минимизированы относительно массовой асимметрии для каждой фиксированной зарядовой асимметрии. Как видно из рис. 44, при $J \leq 45$ конфигурация составного ядра энергетически более выгодная, чем любая другая конфигурация ДЯС. В этом случае доминирует процесс полного слияния. При больших угловых моментах, примерно при $J \geq 60$, значения потенциальных энергий U некоторых

ДЯС, нормированных относительно энергии вращающегося составного ядра, становятся отрицательными. Это говорит о том, что квазиделение становится доминирующим процессом. Важно отметить, что управляющий потенциал чувствителен к полной массе ДЯС. Сравнивая управляющие потенциалы для реакций $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ и $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ (рис. 44), можно сказать, что четно-нечетные эффекты уменьшаются с ростом параметра N/Z системы и управляющий потенциал становится более гладким для ДЯС с большим числом нейтронов.

6.2. Образование составного ядра и конфигураций ДЯС. На второй стадии реакции происходит обмен нуклонами между ядрами начальной ДЯС, что приводит к установлению статистического равновесия по координатам массовой и зарядовой асимметрии. Эволюция по этим координатам описывается в рамках транспортной модели. Время жизни возбужденного составного ядра предопределяется временем эмиссии нейтрона, которое достаточно длительно для того, чтобы достичь равновесного состояния по массовой и зарядовой асимметрии. Таким образом, при описании образования сложных фрагментов может быть использовано равновесное решение мастер-уравнения (10), и тогда вероятность $P_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J)$ нахождения системы в состоянии с зарядовой Z и массовой A асимметриями, которые определены как зарядовое и массовое числа легкого ядра ДЯС, будет пропорциональна соответствующей плотности состояний. При фиксированной полной энергии системы плотность состояний пропорциональна величине $\exp[-U(R_m, Z, A, J)/T_{\text{max}}]$, $T_{\text{max}} = \max\{T_{\text{CN}}(J), T_{Z,A}(J)\}$ [14], и вероятность образования ДЯС можно представить в следующем виде:

$$P_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J) \sim \exp\left[-\frac{U(R_m, Z, A, J)}{T_{\text{max}}(J)}\right]. \quad (44)$$

Здесь $U(R_m, Z, A, J) = 0$ для каналов эмиссии n , p , d и t . Так как потенциальная энергия ДЯС определяется относительно энергии вращающегося составного ядра, энергии возбуждения ДЯС и составного ядра равны

$$E_{Z,A}^*(J) = E_{\text{CN}}^*(J) - U(R_m, Z, A, J) \quad (45)$$

и

$$E_{\text{CN}}^*(J) = E_{\text{cm}} + Q - E_{12}^{\text{rot}}(J) \quad (46)$$

соответственно. Если $E_{\text{CN}}^*(J)$ меньше, чем $U(R_m, Z, A, J)$, то системе не хватает энергии для образования конфигурации ДЯС с Z и A , и ее бинарный распад запрещен энергетически. Температуры составного ядра $T_{\text{CN}}(J) = \sqrt{E_{\text{CN}}^*(J)/a}$ и ДЯС $T_{Z,A}(J) = \sqrt{E_{Z,A}^*(J)/a}$ определяются в рамках модели ферми-газа. Параметр плотности уровней $a = 0,114A_{\text{tot}} + 0,162A_{\text{tot}}^{2/3}$ взят из работы [69] (A_{tot} — полное число нуклонов в системе).

6.3. Распад возбужденной ядерной системы. На третьей стадии реакции система распадается путем последовательного испускания легких частиц и кластеров. Образование продуктов происходит не только за счет распада составного ядра. В полное сечение дает вклад процесс квазиделения, при котором образуются и распадаются различные конфигурации ДЯС без образования составного ядра. Конкуренция между полным слиянием и квазиделением зависит от углового момента системы. Продукты распада составного ядра и квазиделения трудно различимы в эксперименте, так как в обоих случаях два фрагмента образуются в результате распада ДЯС.

Вероятность распада через кулоновский барьер (распад ДЯС по R на два фрагмента) для ядер ДЯС, находящихся в потенциальном кармане, можно записать по аналогии с вероятностью деления (по методу переходного состояния в приближении высоких температур) в следующем виде:

$$P_{Z,A}^R \sim \exp \left[-\frac{B_R^{\text{qf}}(Z, A, J)}{T_{Z,A}(J)} \right]. \quad (47)$$

Из экспериментальных данных [50] по эмиссии сложных фрагментов в ядерных реакциях при низких энергиях можно сделать вывод, что деление, квазиделение и испарение легких частиц являются событиями одного и того же процесса, а именно, процесса статистического распада. Связь между ними можно естественным образом представить через координату массовой (зарядовой) асимметрии. Поэтому теоретическое описание бинарного распада и испарения легких частиц должно быть единым, и мы используем выражение (47) и для вычисления вероятностей вылета нейтронов, протонов, дейтронов и тритонов. Таким образом, конкуренция между каналами испарения и бинарных распадов учитывается в рамках одной модели. В расчетах используются следующие температура и барьеры эмиссии для легких частиц:

$$\begin{aligned} T_{Z=0,A=0}(J) = T_{Z=0,A=1}(J) = T_{Z=1,A=0}(J) = T_{Z=1,A=1}(J) = \\ = T_{Z=1,A=1}(J) = T_{\text{CN}}(J) \end{aligned}$$

и $B_R^{\text{qf}}(Z=0, A=1, J) = B_n$ — для нейтрона с энергией связи B_n , $B_R^{\text{qf}}(Z=1, A=0, J) = B_p + V_C^{(p)}$ — для протона с энергией связи B_p и кулоновским барьером $V_C^{(p)}$, $B_R^{\text{qf}}(Z=1, A=1, J) = B_d + V_C^{(d)}$ — для дейтрона с энергией связи B_d и кулоновским барьером $V_C^{(d)}$, и $B_R^{\text{qf}}(Z=1, A=2, J) = B_t + V_C^{(t)}$ — для тритона с энергией связи B_t и кулоновским барьером $V_C^{(t)}$. Кулоновские барьеры для протона, дейтрона и тритона берутся, как в работе [116],

$$V_C^{(i)} = \frac{e^2(Z' - 1)}{1,7[(A' - m_i)^{1/3} + m_i^{1/3}]}, \quad (48)$$

где Z' и A' — зарядовое и массовое числа ядра, испускающего легкую заряженную частицу « i » ($i = p, d, t$), и m_i — массовое число этой частицы.

Таким образом, процесс эмиссии кластера из возбужденной ядерной системы представляется как двухшаговый процесс. Система эволюционирует по координатам зарядовой и массовой асимметрий до достижения равновесия. Вероятности нахождения системы в конфигурациях ДЯС и составного ядра зависят от потенциальных энергий $U(R_m, Z, A, J)$ соответствующих конфигураций. После образования этих конфигураций возбужденная ДЯС может распадаться по R на два фрагмента, если локальная энергия возбуждения ДЯС достаточна для преодоления барьера B_R^{qf} . Вероятность эмиссии $W_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J)$ определенного кластера из возбужденной ядерной системы является произведением вероятности образования ДЯС и вероятности распада ДЯС на два фрагмента:

$$\begin{aligned} W_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J) &= \frac{P_{Z,A} P_{Z,A}^R}{\sum_{Z',A'} P_{Z',A'} P_{Z',A'}^R} = \\ &= \frac{\exp[-U(R_m, Z, A, J)/T_{\text{CN}}(J)] \exp[-B_R^{\text{qf}}(Z, A, J)/T_{Z,A}(J)]}{\sum_{Z',A'} \exp[-U(R_m, Z', A', J)/T_{\text{CN}}(J)] \exp[-B_R^{\text{qf}}(Z', A', J)/T_{Z',A'}(J)]}, \end{aligned} \quad (49)$$

где индексы Z' и A' принимают значения, которые соответствуют всевозможным каналам распада от вылета нейтронов до симметричного бинарного распада. Здесь $U(R_m, Z, A, J) = 0$ для каналов испарения легких частиц n , p , d и t . Конкуренция каналов испарения легких частиц и каналов бинарного распада сильно зависит от углового момента системы. С ростом углового момента J составное ядро имеет меньшую энергию возбуждения для испарения легких частиц, и в то же время барьеры для бинарных распадов уменьшаются. Вероятность $W_{Z,A}$ увеличивается с ростом J быстрее для симметричных ДЯС, чем для асимметричных ДЯС. В итоге выходы продуктов вблизи симметрии должны возрастать с увеличением углового момента.

Для канала бинарного распада энергии возбуждения вылетевших сложных фрагментов и ядра остатка определяются из условия термодинамического равновесия

$$\begin{aligned} E_L^*(Z, A, J) &= [E_{Z,A}^*(J) - B_R^{\text{qf}}(Z, A, J)] \frac{A}{A_{\text{tot}}}, \\ E_H^*(Z, A, J) &= [E_{Z,A}^*(J) - B_R^{\text{qf}}(Z, A, J)] \frac{A_2}{A_{\text{tot}}}, \end{aligned} \quad (50)$$

где $E_{Z,A}^*(J) - B_R^{\text{qf}}(Z, A, J)$ — энергия возбуждения ДЯС на кулоновском барьере. Мы предполагаем, что энергия возбуждения и угловой момент ДЯС

распределяются между ядрами ДЯС пропорционально их массовым числам и моментам инерции соответственно.

6.4. Сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными для сильно асимметричных ядерных реакций. В расчетах мы использовали формулы (39) и (49) для описания последовательного статистического распада (испарение легких частиц и/или кластерный распад) возбужденной ядерной системы. На каждом шаге каскадного распада мы определяем энергии возбуждения и угловые моменты фрагментов распада и рассматриваем дальнейший их распад до того момента, пока все фрагменты не станут холодными (энергия возбуждения фрагмента меньше, чем энергия отрыва нейтрона). Генерирование каскадов каналов распада осуществляется с помощью метода Монте-Карло. Число генерации событий n в методе Монте-Карло выбирается в соответствии с наименьшей вероятностью распада $\sim 1/n$.

В сильно асимметричных ядерных реакциях вероятность полного слияния ядер равна практически единице, следовательно, фрагменты образуются путем распада возбужденного составного ядра. Для реакции $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$, ведущей к образованию составного ядра ^{90}Mo , проведены расчеты зарядовых

$$\sigma_Z(E_{\text{cm}}) = \sum_A \sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}) \quad (51)$$

и массовых

$$\sigma_A(E_{\text{cm}}) = \sum_Z \sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}) \quad (52)$$

распределений при двух энергиях столкновения, $E_{\text{lab}} = 8,2$ и $11,37$ МэВ/нуклон (рис. 45). Максимальный угловой момент $J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 42$ определяется критическим угловым моментом в обеих реакциях. Для сравнения модель Басса [117] дает $J_{\text{max}} = 43$ и 47 при $E_{\text{lab}} = 8,52$ и $11,37$ МэВ/нуклон соответственно [59]. Согласие между расчетным и экспериментальным [59] Z -распределениями является достаточно хорошим для обеих энергий. Четно-нечетные эффекты ярко выражены в зарядовых распределениях для легких фрагментов, хотя энергии возбуждений составного ядра достаточно большие, $E_{\text{CN}}^*(J=0) = 94,6$ и $124,2$ МэВ. Так как энергия парного взаимодействия легкого ядра ДЯС уменьшается с ростом массового числа A , четно-нечетные эффекты становятся более слабыми при больших значениях Z . На рис. 45 виден сильный рост абсолютных сечений с ростом энергии возбуждения. Большая энергия возбуждения составного ядра ведет к росту вероятности бинарного распада. Например, экспериментальный (теоретический) выход ядра углерода в $3,7$ ($3,45$) раза больше при $E_{\text{lab}} = 11,37$ МэВ/нуклон.

Рассчитанные зарядовые и массовые распределения продуктов реакции $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 9,31$ и $12,94$ МэВ/нуклон представлены на рис. 46. Здесь $J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 45$ и $E_{\text{CN}}^*(J=0) = 102,9$ и $141,1$ МэВ для состав-

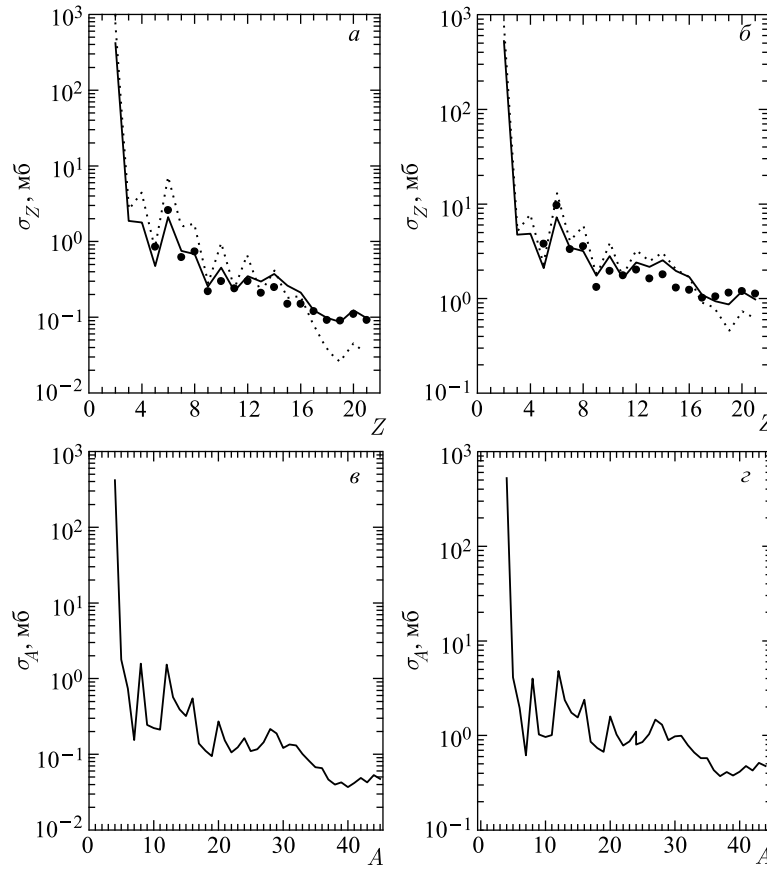


Рис. 45. Рассчитанные зарядовые (*a, б*) и массовые (*е, з*) распределения продуктов реакции $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при энергиях бомбардировки $E_{\text{lab}} = 8,52$ МэВ/нуклон (*a, е*) и $11,37$ МэВ/нуклон (*б, з*). Экспериментальные данные (кружки) взяты из работы [59]. Зарядовые распределения, рассчитанные с помощью (53) и (54), показаны пунктирными линиями

ного ядра ^{98}Mo . Наш метод позволяет нам сделать количественное предсказание зарядового распределения с четно-нечетной структурой. Сравнивая результаты расчетов для реакций $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ и $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$, ведущих к образованию составных ядер ^{90}Mo и ^{98}Mo соответственно, на рис. 45 и 46, можно сделать вывод, что сечения вылета кластеров растут с уменьшением числа нейтронов составного ядра. Например, выход углерода в 2,5 раза больше в реакции $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$, чем в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$. Это объясняется уменьшением

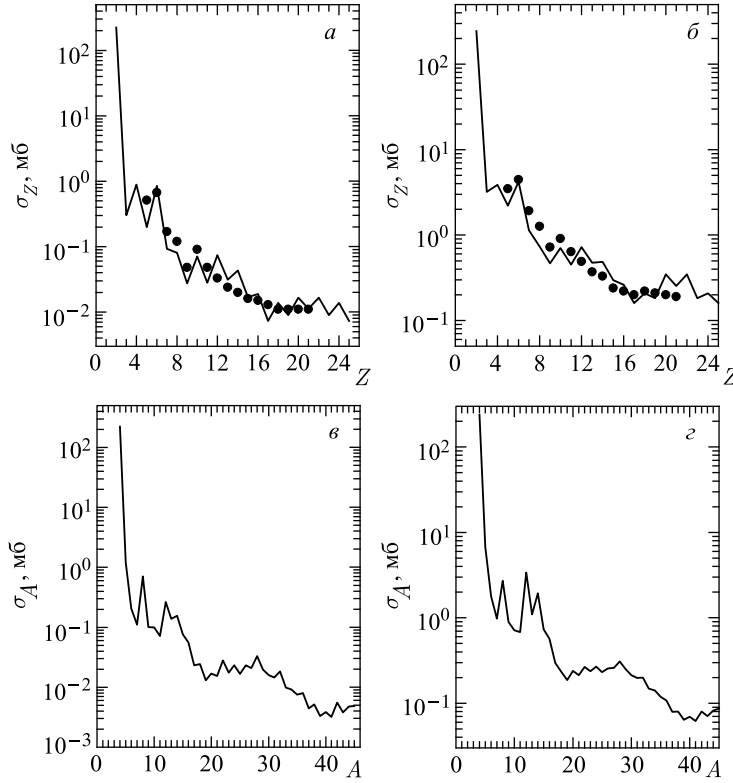


Рис. 46. Рассчитанные зарядовые (*a, б*) и массовые (*в, з*) распределения продуктов реакции $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при энергиях бомбардировки $E_{\text{lab}} = 9,31$ (*a, в*) и $12,94$ (*б, з*) МэВ/нуклон. Экспериментальные данные (кружки) взяты из работы [59]

вероятности вылета нейтронов из нейтронно-дефицитного составного ядра и меньшими масс-асимметричными барьерами деления $U(R_b, Z, A, J)$ для составного ядра ^{90}Mo по сравнению с составным ядром ^{98}Mo (см. рис. 44).

Как уже отмечено, в нашей модели эмиссия сложных ядер представляется как двухшаговый процесс: образование кластера и его вылет. Если предположить данный процесс одношаговым, т. е. когда система прямо переваливает кулоновский барьер $U(R_b, Z, A, J)$ бинарного распада, то сечение вылета тяжелого кластера из возбужденной ядерной системы определяется следующим образом:

$$\sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}) = \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} \sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J) W_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J), \quad (53)$$

где

$$W_{Z,A}(E_{CN}^*, J) = \frac{\exp[-U(R_b, Z, A, J)/T_{CN}(J)]}{\sum_{Z',A'} \exp[-U(R_b, Z', A', J)/T_{CN}(J)]} = \frac{\exp[-[U(R_m, Z, A, J) + B_R^{qf}(Z, A, J)]/T_{CN}(J)]}{\sum_{Z',A'} \exp[-[U(R_m, Z', A', J) + B_R^{qf}(Z', A', J)]/T_{CN}(J)]} \quad (54)$$

— вероятность эмиссии данного кластера. На рис. 45 сравниваются сечения выхода кластеров, рассчитанные по формулам (49) и (54). Можно увидеть, что двухшаговый механизм вылета сложных фрагментов является более приемлемым, чем одношаговый. Разница между результатами этих двух методов уменьшается с ростом энергии возбуждения составного ядра.

6.5. Роль углового момента, асимметрии, N/Z -отношения и энергии во входном канале в эмиссии сложных фрагментов. Угловой момент системы оказывает существенное влияние на эволюцию системы на всех стадиях реакции. На стадии захвата с ростом углового момента уменьшается глубина кармана ядро-ядерного потенциала, и при критическом значении углового момента потенциальный карман исчезает, что делает захват невозможным. На стадии слияния и образования конфигураций ДЯС с увеличением углового момента потенциальные энергии более симметричных ДЯС возрастают медленнее, чем потенциальные энергии более асимметричных ДЯС и составного ядра, что приводит к росту вероятности образования симметричных конфигураций ДЯС. На стадии распада системы барьеры распада по R уменьшаются с увеличением углового момента, что влияет на конкуренцию каналов бинарного распада и испарения легких частиц.

Роль углового момента исследована в реакциях $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$ при $E_{\text{lab}} = 782$ МэВ и $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$ при $E_{\text{lab}} = 200$ МэВ, ведущих к образованию составных ядер ^{102}Rh ($E_{CN}^*(J=0) = 80$ МэВ, $J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 38$) и ^{110}Sn ($E_{CN}^*(J=0) = 95,6$ МэВ, $J_{\text{max}} = J_{\text{kin}} = 73$) соответственно. Потенциальные энергии $U(Z, A, J)$ ДЯС при различных значениях углового момента J показаны на рис. 47. Сравнивая управляющие потенциалы для этих реакций, можно прийти к выводу, что четно-нечетные эффекты уменьшаются с увеличением N/Z -отношения системы. На рис. 47 также можно увидеть, что угловой момент системы сильно меняет форму управляющего потенциала и тем самым предопределяет механизм реакции. В случае $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$ конфигурация составного ядра является энергетически более выгодной, чем любая конфигурация ДЯС при $J < J_0 = 50 \leq J_{\text{max}}$ (рис. 47). В этом случае доминирует процесс полного слияния. Так как составное ядро имеет большую энергию возбуждения, мы наблюдаем продукты реакции в виде испарительных остатков и вторичных фрагментов бинарных распа-

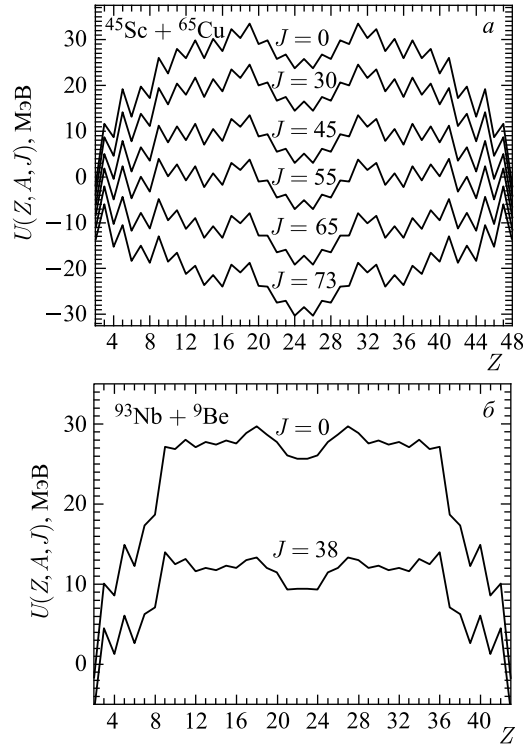


Рис. 47. Управляющие потенциалы при различных значениях углового момента для реакций $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$ (а) и $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$ (б). Значение U нормировано относительно энергии вращающегося составного ядра

дов. Испарительные остатки являются доминирующими продуктами в этих реакциях.

При больших парциальных волнах $J_0 = 50 \leq J \leq J_{\max}$ управляющий потенциал имеет глобальный минимум около симметричных конфигураций ДЯС, а не при конфигурации составного ядра (потенциальная энергия ДЯС, нормированная относительно энергии вращающегося составного ядра, отрицательна). Это свидетельствует о том, что полное слияние (квазиделение) становится менее (более) вероятным при больших значениях парциальных волн. Таким образом, при больших парциальных волнах тяжелые кластеры образуются в основном за счет квазиделения. Для реакции $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$ потенциальные энергии составного ядра и симметричной ДЯС совпадают при $J_0 = 50$ и процессы квазиделения и распада составного ядра должны сосуществовать. Поэтому при значениях углового момента $J \approx J_0$ оба меха-

низма дают вклад в сечения образования тяжелых кластеров. Для реакции $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$ управляющий потенциал имеет положительный знак при значениях углового момента $J \leq J_{\text{max}}$, т. е. процесс распада возбужденного составного ядра доминирует над квазиделением.

На рис. 48 представлены расчеты зарядовых распределений продуктов реакций $^{93}\text{Nb}(782 \text{ МэВ}) + ^9\text{Be}$ и $^{45}\text{Sc}(200 \text{ МэВ}) + ^{65}\text{Cu}$. В работе [57] даны только экспериментальные дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega$ при $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$. Чтобы получить полное сечение, мы предполагаем с хорошей точностью, что угловые распределения продуктов распада в системе центра масс имеют

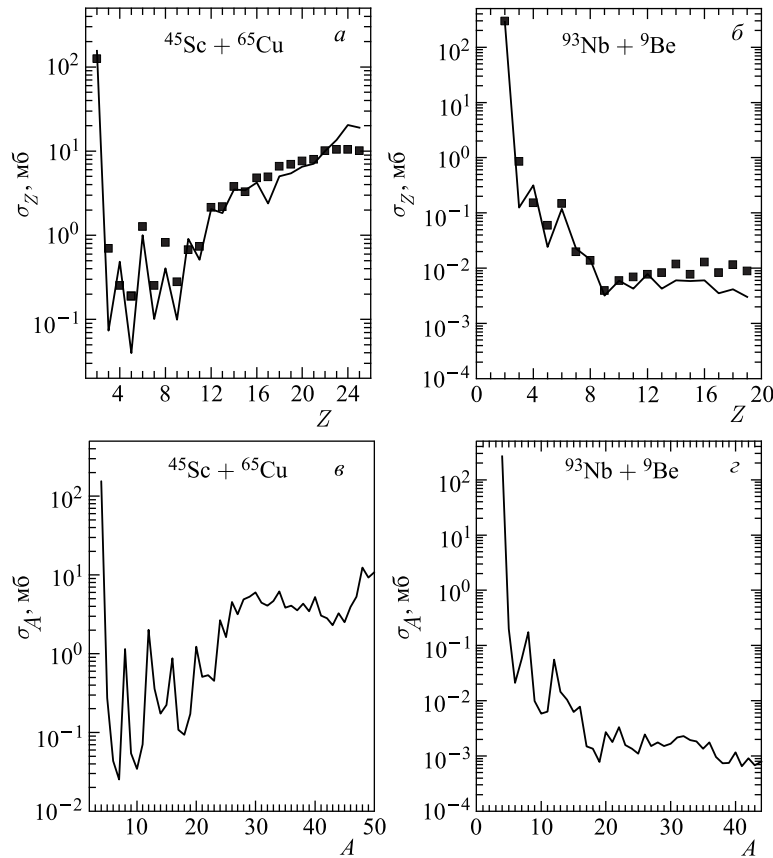


Рис. 48. Рассчитанные зарядовые (а, б) и массовые (в, з) распределения продуктов реакций $^{93}\text{Nb}(E_{\text{lab}} = 8,4 \text{ МэВ/нуклон}) + ^9\text{Be}$ (б, з) и $^{45}\text{Sc}(E_{\text{lab}} = 4,44 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{65}\text{Cu}$ (а, в). Экспериментальные данные [57] показаны темными квадратами

вид $1/\sin(\theta_{\text{cm}})$ [57]. В этом случае экспериментальные данные работы [57] умножаются на фактор $2\pi^2$. Заметим, что угловой момент влияет на угловые распределения продуктов реакции, увеличивая анизотропию. Однако полное сечение изменяется в пределах 10% при учете анизотропии. На рис. 48 видно, что расчетные сечения $\sigma_Z(E_{\text{cm}})$ для этих реакций находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [57]. Экспериментальные максимумы в зарядовых распределениях воспроизводятся правильно. Четно-нечетные эффекты присутствуют в зарядовом распределении легких фрагментов. Средние энергии возбуждения и спины первичных легких фрагментов реакции имеют небольшие значения. Для ядер с $Z \lesssim 10$ энергия возбуждения ниже, чем энергия отрыва нейтрона, и эти ядра не распадаются далее. В бинарных распадах с $Z > 10$ фрагменты имеют среднюю энергию возбуждения 10–30 МэВ и спин 3–8. Эти первичные продукты распадаются исключительно посредством эмиссии легких частиц (n , p , α), и в результате первичные зарядовые распределения смещаются в сторону меньших значений Z и A . Таким образом, четно-нечетные эффекты в первичном зарядовом распределении ослабевают из-за последовательной вторичной эмиссии легких частиц. Зарядовые распределения продуктов этих двух реакций сильно отличаются, так как в реакции $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$ сложные фрагменты образуются в основном в процессе квазиделения, а в реакции $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$ — в результате распада возбужденного составного ядра.

Зависимость парциального сечения

$$\sigma_Z(E_{\text{cm}}, J) = \sum_A \sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}, J) \quad (55)$$

от углового момента J сложных фрагментов с четным Z представлена на рис. 49. Для реакции $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$ большая часть выхода сложных фрагментов (C, O), (Ne, Mg, Si, S) и (Ar, Ca, Ti) приходится на угловые моменты $J \approx 50$ –55, $J \approx 60$ –65 и $J \approx J_{\text{max}}$ соответственно. Большая часть этих продуктов образуется при больших угловых моментах J между J_0 и J_{max} . Это показывает, что основным механизмом образования сложных фрагментов в этой реакции является квазиделение. Давайте сравним бинарные распады с участием ядер углерода и магния. При $J \approx J_0$ выходы этих фрагментов практически одинаковы. С ростом углового момента от J_0 до J_{max} выход углерода уменьшается, а выход магния, наоборот, увеличивается, так как разница потенциальных энергий ДЯС с ядром углерода и ДЯС с ядром магния уменьшается с ростом J из-за разницы моментов инерции этих конфигураций (см. рис. 47). При $J = 0$ ($J = J_{\text{max}}$) конфигурация ДЯС с ядром углерода является энергетически более выгодной (невыгодной), чем конфигурация ДЯС с ядром магния. При $J \approx J_0$ потенциальные энергии этих конфигураций ДЯС сравниваются. Таким образом, угловой момент

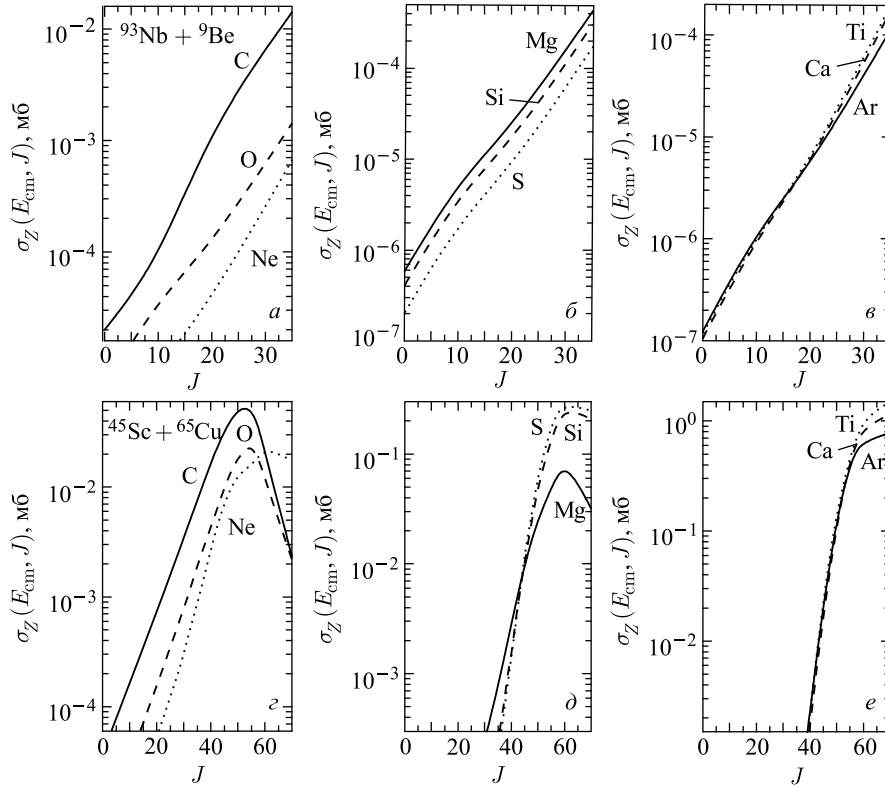


Рис. 49. Рассчитанные парциальные сечения образования указанных ядер в реакциях $^{93}\text{Nb}(E_{\text{lab}} = 8,4 \text{ МэВ/нуклон}) + ^9\text{Be}$ (верхняя часть) и $^{45}\text{Sc}(E_{\text{lab}} = 4,44 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{65}\text{Cu}$ (нижняя часть)

системы сильно влияет на вероятности бинарных распадов и на конкуренцию различных каналов распада. Доминирующий механизм реакции (слияние-распад или квазиделение) практически определяется угловым моментом начальной ДЯС.

В реакциях $^{28}\text{Si}(5,7 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{96}\text{Zr}$ и $^4\text{He}(26 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{130}\text{Te}$ $J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 68$ и $J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 22$ соответственно и энергии возбуждения образовавшихся составных ядер $^{124,134}\text{Xe}$ одинаковы, $E_{\text{CN}}^*(J = 0) = 104 \text{ МэВ}$. Для системы $^{28}\text{Si} + ^{96}\text{Zr}$ потенциальные энергии конфигураций составного ядра и симметричной ДЯС уравниваются при $J_0 = 57$ (рис. 50). Так как $J_0 < J_{\text{max}}$ ($J_0 > J_{\text{max}}$) для реакции $^{28}\text{Si} + ^{96}\text{Zr}$ ($^4\text{He} + ^{130}\text{Te}$), механизм квазиделения (полного слияния) становится доминирующим в образовании конечных продуктов. В результате зарядовые распределения продуктов этих

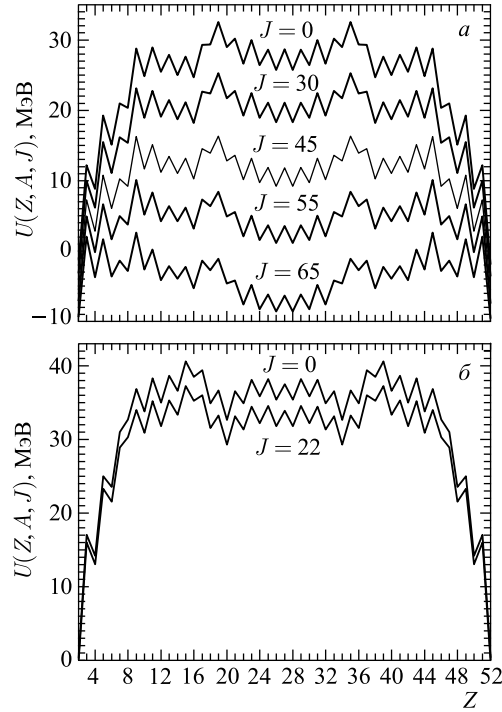


Рис. 50. То же самое, что и на рис. 47, но для реакций $^{28}\text{Si} + ^{96}\text{Zr}$ (a) и $^4\text{He} + ^{130}\text{Te}$ (б)

двух реакций сильно отличаются (рис. 51). Канал симметричного бинарного распада в реакции $^{28}\text{Si} + ^{96}\text{Zr}$ не так сильно доминирует, как в случае реакции $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$. Из рис. 47 и 50 видно, что управляющий потенциал в случае системы $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$ имеет более глубокий минимум в области симметричных конфигураций ДЯС.

Предсказания зарядовых распределений продуктов реакции $^{40}\text{Ca} + ^{82}\text{Kr}$ при $E_{\text{lab}} = 3,6$ МэВ/нуклон ($E_{\text{CN}}^*(J=0) = 55$ МэВ, $J_{\text{max}} = J_{\text{kin}} = 32$) и $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон ($E_{\text{CN}}^*(J=0) = 105$ МэВ, $J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 75$), ведущей к образованию составного ядра ^{122}Ba , показаны на рис. 52. Так как данным энергиям столкновения соответствуют разные максимальные угловые моменты и $J_0 = 49$, зарядовые распределения имеют разные формы. Четно-нечетные эффекты опять хорошо проявляются в сечениях продуктов с $Z < 10$. При меньших энергиях столкновения и, соответственно, при меньших энергиях возбуждения эти эффекты видны и для больших Z . Это означает, что последовательной эмиссии легких частиц из этих фрагментов не происходит при меньших энергиях, и четно-нечетные эффекты не размы-

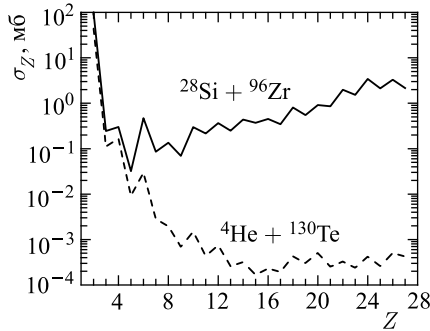


Рис. 51. Предсказанные зарядовые распределения продуктов реакций $^{28}\text{Si}(E_{\text{lab}} = 5,7 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{96}\text{Zr}$ (сплошная линия) и $^4\text{He}(E_{\text{lab}} = 26 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{130}\text{Te}$ (штриховая)

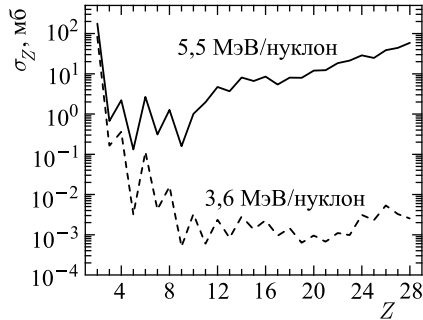


Рис. 52. Рассчитанные зарядовые распределения продуктов реакции $^{40}\text{Ca} + ^{82}\text{Kr}$ при $E_{\text{lab}} = 3,6 \text{ МэВ/нуклон}$ (штриховая линия) и при $E_{\text{lab}} = 5,5 \text{ МэВ/нуклон}$ (сплошная)

ваются. Таким образом, четно-нечетные эффекты зависят от энергии возбуждения системы и канала распада.

При фиксированной зарядовой асимметрии сталкивающихся ядер потенциальный карман в ядро-ядерном потенциале углубляется с ростом N/Z -отношения системы, что ведет к увеличению значения критического углового момента J_{cr} . Поэтому больше парциальных волн дают вклад в сечение захвата. Вероятность образования симметричных конфигураций ДЯС уменьшается с увеличением нейтронного избытка в системе, так как с ростом N/Z потенциальная энергия ДЯС растет по отношению к энергии вращающегося составного ядра. Управляющий потенциал (14) становится более гладкой функцией от Z , и поэтому четно-нечетные эффекты ослабевают. N/Z -отношение влияет на конкуренцию каналов распада, так как с ростом N/Z барьеры бинарных распадов B_i^{qf} растут, а энергии отрыва нейтронов составного ядра уменьшаются.

Чтобы продемонстрировать эти эффекты на конкретных примерах, мы рассмотрим реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{\text{lab}} = 5,5 \text{ МэВ/нуклон}$ ($J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 73$) и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{\text{lab}} = 5,5 \text{ МэВ/нуклон}$ ($J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 75$), ведущие к составным ядрам ^{118}Ba ($E_{\text{CN}}^*(J=0) = 98,5 \text{ МэВ}$) и ^{122}Ba ($E_{\text{CN}}^*(J=0) = 107 \text{ МэВ}$) соответственно. На рис. 53 показаны управляющие потенциалы и ядро-ядерные потенциалы для реакций $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ ($N/Z = 1,1785$) и $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ ($N/Z = 1,1071$) при различных значениях углового момента. Сравнивая ядро-ядерные потенциалы во входном канале для этих двух реакций, можно заметить, что глубина потенциального кармана и значение критического углового момента увеличиваются с ростом N/Z -отношения. Так как максимальный кинематический угловой момент системы $J_{\text{max}}^{\text{kin}}$ при этих

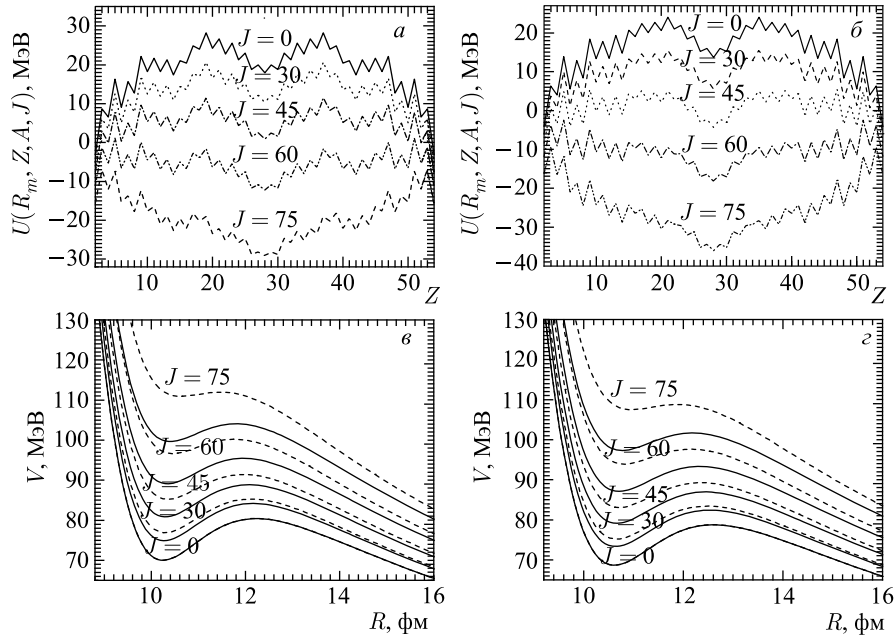


Рис. 53. Зависимости ядро-ядерного потенциала V от R (в, г) во входном (штриховые линии) и выходном (сплошные) каналах и потенциальной энергии $U(R_m, Z, A, J)$ ДЯС от зарядового числа Z одного из ядер ДЯС (а, б) для реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (б, г) и реакции $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (а, в). Значение массового числа A определяется из условия минимума U при фиксированном Z . Расчетные результаты приведены для угловых моментов $J = 0, 30, 45, 60, 75$. Значение U нормировано относительно энергии вращающегося составного ядра

энергиях больше, чем критический угловой момент системы J_{cr} , сечение захвата определяется критическим угловым моментом. С увеличением N/Z -отношения управляющий потенциал растет, что делает образование конфигураций ДЯС менее вероятным.

Предсказания нашей модели для сечений $\sigma_Z(E_{\text{cm}})$ образования конечных продуктов реакций $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон подтвердились в экспериментах, проведенных в исследовательском центре GANIL (Кан, Франция) [54,60,61] (рис. 54). Глобальная форма Z -распределения с сильными четно-нечетными эффектами для ядер с $6 \leq Z \leq 10$ и с максимумом при $Z \approx 28$ воспроизводится довольно хорошо для обеих реакций. Значения σ_Z для ядер с $Z \geq 12$ сильно зависят от значения максимального углового момента J_{max} , тогда как сечения для легких фрагментов достигают насыщения при угловых моментах меньше чем ~ 60 . Рас-

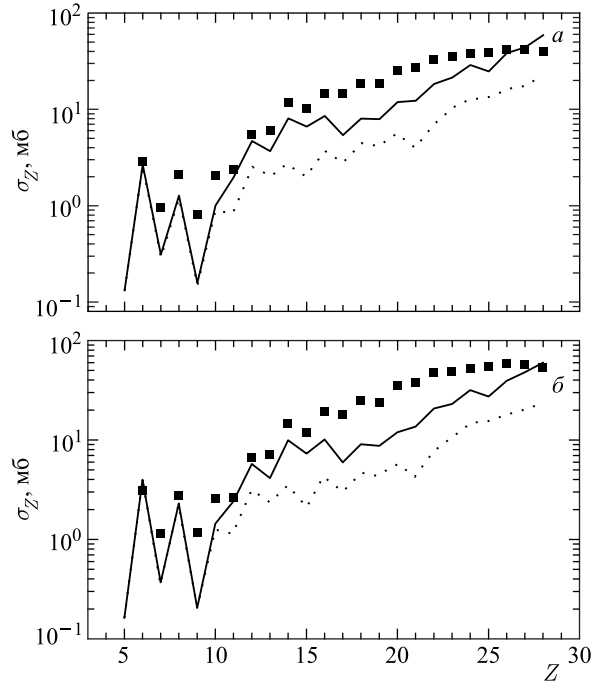


Рис. 54. Рассчитанные зарядовые распределения продуктов реакций $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (б) и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (а) при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон. Расчетные результаты при $J_{\text{max}} = 65$ в реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ и $J_{\text{max}} = 67$ в реакции $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ представлены пунктирными линиями. Квадратами показаны экспериментальные данные [54, 60, 61]

четные выходы продуктов около симметрии близки к эксперименту, но в области $Z = 18-24$ наша модель недооценивает сечения в 2–3 раза. Причина такого расхождения может быть в том, что в экспериментальных сечениях, возможно, присутствуют вклады от продуктов глубоконеупругих передач при $J > J_{\text{max}}$. Сечения образования сложных фрагментов уменьшаются с ростом N/Z -отношения системы. Имеются несколько причин для такой зависимости: 1) в нейтронно-дефицитном ядре ^{118}Ba энергии отрыва нейтронов больше, чем в ядре ^{122}Ba ; 2) масс-асимметричные барьеры распада $U(R_b, Z, A, J)$ для составного ядра ^{118}Ba меньше, чем для ^{122}Ba .

Четно-нечетные эффекты присутствуют в сечениях для легких фрагментов и уменьшаются с ростом N/Z -отношения. Большие амплитуды расчетных четно-нечетных колебаний по сравнению с экспериментом связаны с недооценкой сечений для ядер с нечетными Z , таких как N и F.

Выходы четных ядер С и О хорошо согласуются с экспериментальными данными. Так как парная энергия (энергия возбуждения) легкого ядра ДЯС уменьшается (увеличивается) с ростом массового числа, четно-нечетные эффекты уменьшаются для больших значений Z в согласии с экспериментальными данными. Последовательное испарение легких частиц из первичных продуктов распада сглаживает четно-нечетные эффекты для продуктов распада с $Z > 10$. Эти первичные фрагменты имеют среднюю энергию возбуждения и спин порядка 10–30 МэВ и 2–8 соответственно. Сравнивая с экспериментом на рис. 54 расчетные сечения при $J_{\max} = 65$ и 73 ($J_{\max} = 67$ и 75) для реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ ($^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$), приходим к выводу, что относительные вклады больших парциальных волн в выходы фрагментов с $Z \leq 10$ являются пренебрежимо малыми.

На рис. 55 зарядовые и массовые распределения продуктов реакции $^{92}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон сравниваются с зарядовым и массовым распределениями нейтронно-дефицитных продуктов реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$

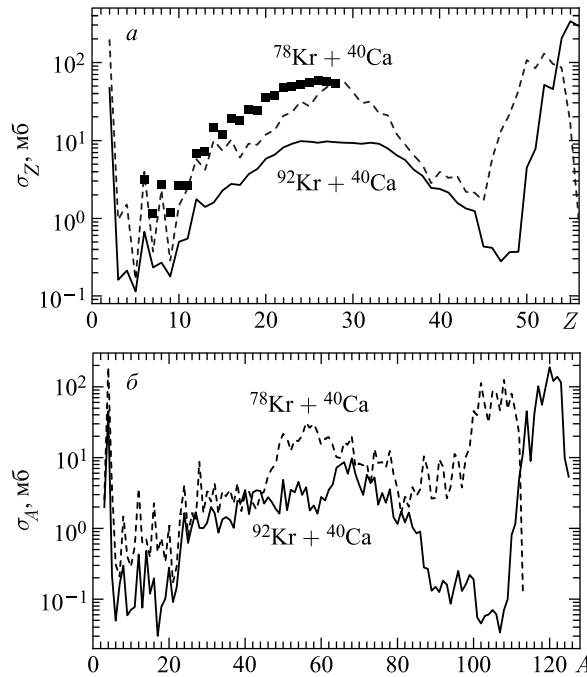


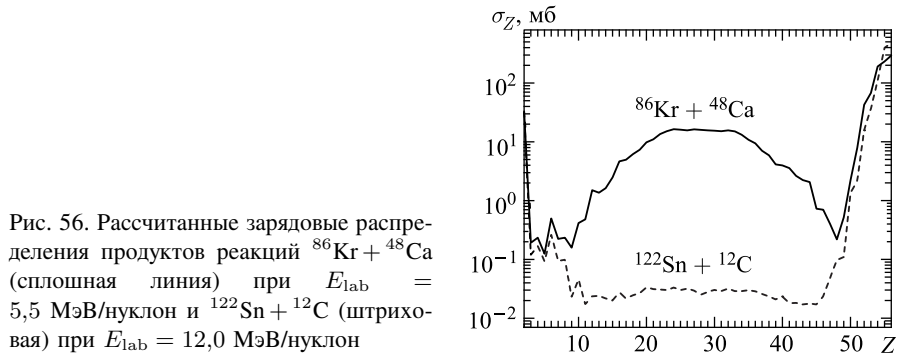
Рис. 55. Рассчитанные зарядовые и массовые распределения продуктов реакций $^{92}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (сплошные линии) и $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (штриховые) при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон. Темными квадратами показаны экспериментальные данные [54]

при такой же энергии бомбардировки [54]. Расчетные максимальный угловой момент и энергия возбуждения составного ядра при $J = 0$ в реакции $^{92}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ равны $J_{\max} = 82$ и $E_{\text{CN}}^* = 138$ МэВ соответственно. С ростом углового момента потенциальные энергии симметричных конфигураций ДЯС становятся отрицательными при $J > J_0 = 67$ для системы $^{92}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. При угловых моментах $J > J_0$ расчетный управляющий потенциал имеет глобальный минимум около симметричных конфигураций ДЯС, и поэтому процесс полного слияния становится энергетически невыгодным и конечные продукты образуются в процессе квазиделения. На рис. 55 видно, что четно-нечетные эффекты существенно меньше в реакции $^{92}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$, чем в реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Максимумы зарядового распределения находятся почти при одних и тех же Z , но для нейтронно-обогащенной системы распределение является более гладким. Зарядовые распределения испарительных остатков смещаются в сторону меньших значений Z для нейтронно-дефицитной системы. Выходы сложных фрагментов намного меньше в реакции $^{92}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$, чем в реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$, например сечение эмиссии углерода в шесть раз меньше. Это объясняется разницей между вероятностями образования соответствующей конфигурации ДЯС в этих реакциях. Максимумы массового распределения продуктов реакций в области легких ядер соответствуют ядрам с $N = Z$.

В нашей модели асимметрия входного канала и энергия возбуждения начальной ДЯС сильно влияют на сечения образования сложных фрагментов. Для асимметричных реакций потенциальный карман является более глубоким, но быстрее исчезает с ростом углового момента, чем для более симметричных реакций. Это приводит к меньшим значениям максимального углового момента начальной ДЯС для асимметричных реакций. Следовательно, на стадии эволюции системы по координатам массовой и зарядовой асимметрий вероятности образования конфигураций ДЯС будут меньше для асимметричных реакций, чем для более симметричных реакций. Так как распад системы сильно зависит от углового момента, то асимметрия входного канала существенно влияет на конкуренцию каналов распада.

Для изучения влияния асимметрии входного канала на механизм образования тяжелых кластеров рассмотрим реакции $^{86}\text{Kr} + ^{48}\text{Ca}$ при 5,5 МэВ/нуклон и $^{122}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$ при 12 МэВ/нуклон, которые образуют одно и то же составное ядро ^{134}Ba с энергией возбуждения $E_{\text{CN}}^* = 130$ МэВ при $J = 0$. $J_{\max} = 88$ и 47 в реакциях $^{86}\text{Kr} + ^{48}\text{Ca}$ и $^{122}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$ соответственно. Так как $J_0 \approx 70$ для этих систем, то в реакции $^{122}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$ ($J_{\max} < J_0$) симметричные фрагменты должны образоваться с меньшей вероятностью, чем в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{48}\text{Ca}$ ($J_{\max} > J_0$).

На рис. 56 показаны рассчитанные зарядовые распределения конечных продуктов этих реакций. Как и ожидалось, выходы симметричных фрагментов в реакции $^{122}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$ намного меньше, чем в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{48}\text{Ca}$. В реак-



ции $^{86}\text{Kr} + ^{48}\text{Ca}$ эмиссия кластеров происходит при угловых моментах больших, чем J_{max} в реакции $^{122}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$, и большая часть сложных фрагментов образуется в процессе квазиделения. Таким образом, с ростом асимметрии входного канала реакции выход тяжелых кластеров падает.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе концепции ДЯС построена микроскопическая модель для описания характеристик реакций квазиделения. Модель позволила впервые показать, что 1) диффузия по координатам массовой и зарядовой асимметрий и относительного расстояния (распад двойной ядерной системы) ответственна за образование продуктов квазиделения; 2) процесс квазиделения — основной процесс, препятствующий полному слиянию тяжелых ядер; 3) оболочечные эффекты сильно влияют на выходы продуктов квазиделения: максимумы выходов соответствуют минимумам потенциальной энергии системы как функции массовой (зарядовой) асимметрии; 4) в реакциях горячего и холодного слияния, приводящих к образованию сверхтяжелых элементов, вероятность слияния-деления намного меньше, чем вероятность квазиделения, и основной вклад в симметричные и почти симметричные фрагментации дает квазиделение; 5) в реакциях холодного слияния, приводящих к образованию сверхтяжелых элементов, продукты квазиделения фактически связаны с фрагментациями около начальной входной системы, однако увеличение нейтронного числа в системе приводит к росту доли симметричных и почти симметричных фрагментаций. Предложен метод для проверки реалистичности динамики существующих моделей полного слияния.

Предложены реакции симметричного и асимметричного квазиделения (неполного слияния) при энергиях пучка вблизи кулоновского барьера для получения новых изотопов сверхтяжелых ядер с $103 \leq Z \leq 108$, нейтронно-обогащенных тяжелых ядер с $Z = 30, 32, 64-79$, которые невозможно синте-

зирать в реакциях деления, холодного и горячего слияния со стабильными пучками. Из рассчитанных сечений образования этих изотопов следует, что данные реакции являются достаточно эффективными для образования новых изотопов сверхтяжелых и нейтронно-обогащенных тяжелых ядер. Впервые предсказаны сечения деления сверхтяжелых ядер, полученных в результате многонуклонной передачи. Предложен эксперимент по процессу квазитройного деления для изучения зависимости значения оболочечной поправки от Z , N и энергии возбуждения делящегося ядра. Предложен новый метод отделения фрагментов деления от фрагментов квазиделения.

Описан процесс квазиделения в относительно легких системах. В тяжелых системах ($Z_1 \times Z_2 > 1600$) доминирование квазиделения над полным слиянием определяется сильными отталкивающими кулоновскими силами. В легких системах основными отталкивающими силами являются центробежные силы, и уже они в основном определяют конкуренцию между процессами квазиделения и полного слияния. Предложен механизм эмиссии сложных фрагментов. Кластеры образуются при коллективном движении двойной ядерной системы по координатам массовой и зарядовой асимметрий с дальнейшим распадом при переходе через кулоновский барьер. Конкуренция между испарительными каналами и каналами бинарного распада учитывается единым образом и зависит от углового момента системы. Сравнение результатов расчетов с имеющимися экспериментальными данными показывает, что предложенный механизм вылета сложных фрагментов является более реалистическим, чем другие существующие механизмы. Наша модель хорошо описывает зарядовые распределения конечных продуктов распада и, соответственно, четно-нечетные эффекты в этих распределениях. Предсказанные нами массовые и зарядовые распределения конечных продуктов реакций подтверждены в экспериментах, проведенных в GANIL. Зависимость сечений бинарного распада от изотопического состава составного ядра коррелирует с изотопической зависимостью Q -значения. Барьеры эмиссии сложных фрагментов уменьшаются, когда возбужденное составное ядро является более нейтрондефицитным. Поэтому выходы сложных фрагментов растут с уменьшением N/Z -отношения системы. В относительно легких системах механизм реакции (слияние-распад или квазиделение) определяется значением максимального углового момента начальной системы во входном канале. Значение максимального углового момента для процесса захвата можно регулировать либо массовой и зарядовой асимметрией снаряда-мишени, либо же кинетической энергией снаряда. Результаты расчетов в рамках нашей модели показывают, что вклад процесса квазиделения в сечения образования сложных фрагментов и фрагментов симметричного распада увеличивается с ростом углового момента. Процесс слияния-деления доминирует в более асимметричных реакциях, где угловой момент образованной системы является небольшим. Разработанный нами подход позволяет найти оптимальные условия экспери-

мента для изучения процессов, связанных с вылетом конкретных сложных фрагментов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и программы сотрудничества между IN2P3 (Франция) и ОИЯИ (Дубна).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Itkis M. G. et al.* Shell Effects and the Fission of Superheavy Nuclei at Low Excitation Energies. JINR Preprint E15-99-248. Dubna, 1999. 10 p.;
Itkis M. G. et al. Fission of Superheavy Nuclei // Proc. of the Intern. Symp. on Exotic Nuclei / Eds.: Yu. E. Penionzhkevich and E. A. Cherepanov. Singapore: World Sci., 2001. P. 143–157;
Itkis M. G. et al. Nuclear Fission at Border Lines // Intern. Conf. on Nucl. Phys. at Border Lines / Eds.: G. Fazio et al. Singapore: World Sci., 2002. P. 146–156;
Itkis M. G. et al. The Study of Characteristics of Neutron Emission in the Reactions with ^{48}Ca Ions // Intern. Conf. on Nucl. Phys. at Border Lines / Eds.: G. Fazio et al. Singapore: World Sci., 2002. P. 142–145;
Kozulin E. M. et al. Investigation of Neutron and Gamma Multiplicities in Reactions with Heavy Ions Leading to the Production of Superheavy Nuclei Close to the Island of Stability // Ibid. P. 157–161.
2. *Knyazheva G. N. et al.* Quasifission Processes in $^{40,48}\text{Ca} + ^{144,154}\text{Sm}$ Reactions // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 064602.
3. *Heusch B. et al.* The Reaction Mechanism in the System $^{132}\text{Xe} + ^{56}\text{Fe}$ at 5.73 MeV/u: Evidence for a New Type of Strongly Damped Collisions // Z. Phys. A. 1978. V. 288. P. 391–400.
4. *Lebrun C. et al.* Influence of Angular Momentum on the Mass Distribution Width of Heavy Ion Induced Fission: What Is the Frontier between Fission and Quasi-Fission? // Nucl. Phys. A. 1979. V. 321. P. 207;
Borderie B. et al. A Possible Mechanism in Heavy Ion Induced Reactions: “Fast Fission Process” // Z. Phys. A. 1981. V. 299. P. 263–271.
5. *Back B. B. et al.* Observation of Anisotropy in the Fission Decay of Nuclei with Vanishing Fission Barrier // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 1068–1071;
Back B. B. et al. Experimental Signatures of Quasifission Reactions // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 818–821;
Bock R. et al. Dynamics of the Fusion Process // Nucl. Phys. A. 1982. V. 388. P. 334–380;
Tsang M. B. et al. Energy Dependence of Fission Fragment Angular Distributions for ^{19}F , ^{24}Mg and ^{28}Si Induced Reactions on ^{208}Pb // Phys. Lett. B. 1983. V. 129. P. 18–22;
Zheng Z. et al. Further Experimental Evidence for Fast Fission // Nucl. Phys. A. 1984. V. 422. P. 447–460;
Guarino G. et al. Mass Drift in Reactions between a Heavy and a Light Nucleus // Nucl. Phys. A. 1984. V. 424. P. 157–183;

- Gippner P. et al.* “Fast Fusion” and “Quasifission”: Two Possible Mass-Relaxation Modes in Asymmetric Heavy-Ion Collisions Leading to Systems with $Z_{\text{tot}} = 108$ // *Phys. Lett. B.* 1990. V. 252. P. 198–202.
6. *Töke J. et al.* Quasi-Fission – The Mass-Drift Mode in Heavy-Ion Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 440. P. 327–365.
 7. *Shen W. Q. et al.* Fission and Quasifission in U-Induced Reactions // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 36. P. 115.
 8. *Ngo Ch.* Fusion Dynamics in Heavy Ion Collisions // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1986. V. 16. P. 139.
 9. *Volkov V. V.* Deep Inelastic Transfer Reactions — The New Type of Reactions between Complex Nuclei // *Phys. Rep.* 1978. V. 44. P. 93;
Volkov V. V. Nuclear Reactions of Deep Inelastic Transfers. M.: Energoizdat, 1982.
 10. *Schröder W. U., Huizenga J. R.* Damped Nuclear Reactions // *Treatise on Heavy-Ion Science.* 1984. V. 2. P. 115.
 11. *de Souza R. T., Huizenga J. R., Schröder W. U.* Effect of a Steep Gradient in the Potential Energy Surface on Nucleon Exchange // *Phys. Rev. C.* 1988. V. 37. 1901.
 12. *Volkov V. V.* Production of Nuclei Far from Stability // *Treatise on Heavy-Ion Science.* 1989. V. 8. P. 101–203.
 13. *Randrup J.* Mass Transport in Nuclear Collisions // *Nucl. Phys. A.* 1978. V. 307. P. 319–348;
Randrup J. Theory of Transfer-Induced Transport in Nuclear Collisions // *Nucl. Phys. A.* 1979. V. 327. P. 490–516.
 14. *Adamian G. G. et al.* Influence of Shell Effects on Dynamics of Deep Inelastic Collisions of Heavy Nuclei // *Phys. Part. Nucl.* 1994. V. 25. P. 583.
 15. *Волков В. В.* Глубокоупругие передачи и полное слияние сложных ядер. Новый подход к процессу слияния ядер // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1986. Т. 50. С. 1879.
 16. *Antonenko N. V. et al.* Competition between Complete Fusion and Quasi-Fission in Reactions between Massive Nuclei. The Fusion Barrier // *Phys. Lett. B.* 1993. V. 319. P. 425–430;
Antonenko N. V. et al. Compound Nucleus Formation in Reactions between Massive Nuclei: Fusion Barrier // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 51. P. 2635.
 17. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* Model of Competition between Fusion and Quasifission in Reactions with Heavy Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1997. V. 618. P. 176–198;
Adamian G. G. et al. Competition between Complete Fusion and Quasi-Fission in Dinuclear System // *Nuovo Cim.* 1997. V. 110. P. 1143–1148;
Adamian G. G. et al. Treatment of Competition between Complete Fusion and Quasifission in Collisions of Heavy Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1997. V. 627. P. 361–378.
 18. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* Characteristics of Quasifission Products within the Dinuclear System Model // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 68. P. 034601.

19. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Zubov A. S.* Production of Unknown Transactinides in Asymmetry-Exit-Channel Quasifission Reactions // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 71. P. 034603.
20. *Adamian G. G., Antonenko N. V.* Transfer-Type Products Accompanying Cold Fusion Reactions // *Ibid.* V. 72. P. 064617.
21. *Jolos R. V., Muminov A. I., Nasirov A. K.* The Role of the Entrance Channel in the Fusion of Massive Nuclei // *Eur. Phys. J. A.* 1999. V. 4. P. 245.
22. *Cherepanov E. A.* The Analysis of Reactions Leading to Synthesis of Superheavy Elements within the Dinuclear System Concept. JINR Preprint E7-99-27. Dubna, 1999.
23. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* Isotopic Dependence of Fusion Cross Sections in Reactions with Heavy Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 2000. V. 678. P. 24–38.
24. *Giardina G. G. et al.* Effect of the Entrance Channel on the Synthesis of Superheavy Elements // *Eur. Phys. J. A.* 2000. V. 8. P. 205.
25. *Adamian G. G., Giardina G., Nasirov A. K.* Complete Fusion and Quasifission in $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ Collisions // Proc. of XIV Intern. Workshop on Nuclear Fission Physics, Obninsk, 1999. P. 251;
Nan Wang, Li J.-Q., Zhao E.-Q. Orientation Effects of Deformed Nuclei on the Production of Superheavy Elements // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 78. P. 054607;
Feng Z.-Q. et al. Production Cross Sections of Superheavy Nuclei Based on Dinuclear System Model // *Nucl. Phys. A.* 2006. V. 771. P. 50.
26. *Diaz-Torres A. et al.* Quasifission Process in a Transport Model for a Dinuclear System // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 64. P. 024604.
27. *Diaz-Torres A. et al.* Potential in Mass Asymmetry and Quasifission in a Dinuclear System // *Nucl. Phys. A.* 2001. V. 679. P. 410–426.
28. *von Oertzen W.* Cold Multi-Nucleon Transfer between Heavy Nuclei and the Synthesis of New Elements // *Z. Phys. A.* 1992. V. 342. P. 177–182.
29. *Zubov A. S. et al.* Survival Probability of Superheavy Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 65. P. 024308;
Зубов А. С. и др. Выживаемость возбужденных сверхтяжелых ядер // *ЯФ.* 2003. Т. 66. С. 242–256.
30. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* Unexpected Isotopic Trends in the Synthesis of Superheavy Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. P. 014607;
Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. Possibilities of Synthesis of New Superheavy Nuclei in Actinide-Based Fusion Reactions // *Ibid.* P. 044601.
31. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* Isotopic Trends in the Production of Superheavy Nuclei in Cold Fusion Reactions // *Ibid.* P. 011601(R).
32. *Adamian G. G. et al.* Problems in Description of Fusion of Heavy Nuclei in the Two-Center Shell Model Approach // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 646. P. 29–52;
Adamian G. G., Antonenko N. V., Tchuivil'sky Yu. M. Effect of Structural Forbiddenness in Fusion of Heavy Nuclei // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 451. P. 289.

- Diaz-Torres A., Antonenko N. V., Scheid W.* Dinuclear System in Diabatic Two-Center Shell Model Approach // *Ibid.* V. 652. P. 61–70;
- Diaz-Torres A. et al.* Melting or Nucleon Transfer in Fusion of Heavy Nuclei? // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 481. P. 228–235;
- Adamian G. G. et al.* Dynamical Restriction for Growing Neck in a Dinuclear System // *Nucl. Phys. A.* 2000. V. 671. P. 233–254.
33. *Hofmann S.* New Elements — Approaching $Z = 114$ // *Rep. Prog. Phys.* 1998. V. 61. P. 639–690.
34. *Hofmann S., Müünzenberg G.* The Discovery of the Heaviest Elements // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V. 72. P. 733.
35. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Search for New Isotopes of Element 112 by Irradiation of ^{238}U with ^{48}Ca // *Eur. Phys. J. A.* 1999. V. 5. P. 63;
- Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of Superheavy Nuclei in the $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ Reaction // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 3154.
36. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of Superheavy Nuclei in the $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ Reaction: $^{288}114$ // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 62. P. 041604(R);
- Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of Elements 115 and 113 in the Reaction $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 72. P. 034611;
- Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of the Isotope $^{282}113$ in the $^{237}\text{Np} + ^{48}\text{Ca}$ Fusion Reaction // *Phys. Rev. C.* 2007. V. 76. P. 011601(R).
37. *Oganessian Yu. Ts.* Heaviest Nuclei from ^{48}Ca -Induced Reactions // *J. Phys. G.* 2007. V. 34. P. R165.
38. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of a New Element with Atomic Number $Z = 117$ // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 142502;
- Oganessian Yu. Ts. et al.* Investigation of the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ Reaction Products Previously Observed in the Experiments on Elements 113, 115, and 117 // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 87. P. 014302.
39. *Loveland W. D. et al.* Search for the Production of Element 112 in the $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ Reaction // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 66. P. 044617;
- Gregorich K. E. et al.* Attempt to Confirm Superheavy Element Production in the $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ Reaction // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 72. P. 014605.
40. *Yakushev A. B. et al.* Chemical Identification and Properties of Element 112 // *Radiochim. Acta.* 2003. V. 91. P. 433.
41. *Eichler R. et al.* Chemical Characterization of Element 112 // *Nature.* 2007. V. 447. P. 72.
42. *Morita K. et al.* Experiment on the Synthesis of Element 113 in the Reaction $^{209}\text{Bi}(^{70}\text{Zn}, n)^{278}113$ // *J. Phys. Soc. Japan.* 2004. V. 73. P. 2593;
- Morita K. et al.* Experiment on Synthesis of an Isotope $^{277}112$ by $^{208}\text{Pb} + ^{70}\text{Zn}$ Reaction // *J. Phys. Soc. Japan.* 2007. V. 76. P. 043201.
43. *Hofmann S. et al.* The Reaction $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}112$ Studied at the GSI-SHIP // *Eur. Phys. J. A.* 2007. V. 32. P. 251;
- Hofmann S.* Superheavy Elements // *Lect. Notes Phys.* 2009. V. 764. P. 203.

44. *Adamian G. G. et al.* Possibility of Production of Neutron-Rich Zn and Ge Isotopes in Multinucleon Transfer Reactions at Low Energies // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 81. P. 024604.
45. *Lee D. et al.* Production of Heavy Actinides from Interactions of ^{16}O , ^{18}O , ^{20}Ne , and ^{22}Ne with ^{248}Cm // *Phys. Rev. C.* 1982. V. 25. P. 286.
46. *Lee D. et al.* Excitation Functions for Production of Heavy Actinides from Interactions of ^{18}O with ^{248}Cm and ^{249}Cf // *Phys. Rev. C.* 1983. V. 27. P. 2656.
47. *Gäggeler H. et al.* Production of Cold Target-Like Fragments in the Reaction of $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ // *Phys. Rev. C.* 1986. V. 33. P. 1983.
48. *Hoffman D. C. et al.* Excitation Functions for Production of Heavy Actinides from Interactions of ^{40}Ca and ^{48}Ca Ions with ^{248}Cm // *Phys. Rev. C.* 1985. V. 31. P. 1763.
49. *Türler A. et al.* Actinide Production from the Interactions of ^{40}Ca and ^{44}Ca with ^{248}Cm and a Comparison with the $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ System // *Phys. Rev. C.* 1992. V. 46. P. 1364.
50. *Moretto L. G., Wozniak G. J.* The Role of the Compound Nucleus in Complex Fragment Emission at Low and Intermediate Energies // *Progress in Particle and Nucl. Phys.* 1988. V. 21. P. 401.
51. *Moretto L. G.* A Novel Approach to the Evaporation of Complex Fragments // *Phys. Lett. B.* 1972. V. 40. P. 185;
Moretto L. G. Statistical Emission of Large Fragments: A General Theoretical Approach // *Nucl. Phys. A.* 1975. V. 247. P. 211–230.
52. *Sobotka L. G. et al.* Compound Nucleus Decay via the Emission of Heavy Nuclei // *Phys. Rev. Lett.* 1983. V. 51. P. 2187.
53. *Poenaru D. N., Ivascu M., Sandulescu A.* Alpha Decay as a Fission-Like Process // *J. Phys. G.* 1979. V. 5. P. L169.
54. *Ademard G. et al.* Decay of Excited Nuclei Produced in $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ Reactions at 5.5 MeV/Nucleon // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 83. P. 054619.
55. *Vandenbosch R., Huizenga J. R.* Nuclear Fission. New York: Acad. Press, 1973.
56. *Charity R. J. et al.* Systematics of Complex Fragment Emission in Niobium-Induced Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1988. V. 483. P. 371–405.
57. *Sobotka L. G. et al.* Angular Momentum Dependence of Complex Fragment Emission // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 36. P. 2713.
58. *Nagame Y. et al.* Statistical Emission of Complex Fragments Produced in the Reaction $^{37}\text{Cl} + ^{68}\text{Zn}$ // *Nucl. Phys. A.* 1990. V. 510. P. 518–532.
59. *Jing K. X. et al.* Transition State Rates and Mass Asymmetric Fission Barriers of Compound Nuclei $^{90,94,98}\text{Mo}$ // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 645. P. 203–238.
60. *Bonnet E. et al.* Influence of Neutron Enrichment on Disintegration Modes of Compound Nuclei // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 2008. V. 17. P. 2359.
61. *Wieleczko J. P. et al.* N/Z Influence on Disintegration Modes of Compound Nuclei // *Acta Phys. Polon. B.* 2009. V. 40. P. 577.

62. *Futami Y. et al.* Decay Mechanism of a Highly Excited Nucleus Produced in the Reaction $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ at 10.6 MeV/Nucleon // Nucl. Phys. A. 1996. V. 607. P. 85–104.
63. *Schneider W. F. et al.* Time-of-Flight Measurement of the Evaporation Residues from Fusion of 5.9 MeV/Nucleon ^{84}Kr and ^{27}Al // Nucl. Phys. A. 1981. V. 371. P. 493–509.
64. *Boger J. et al.* Light Charged Particle and Intermediate Mass Fragment Emission in the Reaction 640 MeV $^{86}\text{Kr} + ^{63}\text{Cu}$ // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. P. 1597;
Boger J., Alexander J. M. Excitation Functions and Asymmetric Fission Barriers for Intermediate Mass Fragments: 486–730 MeV $^{86}\text{Kr} + ^{63}\text{Cu}$ // Ibid. V. 50. P. 1006.
65. *Lombardo I. et al.* Even–Odd Effects in Z and N Distributions of Fragments Emitted at Intermediate Energies // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 024613.
66. *Weisskopf V.* Statistics and Nuclear Reactions // Phys. Rev. 1937. V. 52. P. 295;
Weisskopf V., Ewing D. H. On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements // Phys. Rev. 1940. V. 57. P. 472.
67. *Музыка Ю. А., Пустыльник Б. И.* Изучение эмиссии кластеров возбужденными составными ядрами // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 90;
Пустыльник Б. И. Компаунд-ядра в реакциях с тяжелыми ионами // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31. С. 273.
68. *Blann M.* Decay of Deformed and Superdeformed Nuclei Formed in Heavy Ion Reactions // Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 1770.
69. *Игнатюк А. В.* Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
70. *Hauser W., Feshbah H.* The Inelastic Scattering of Neutrons // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 366.
71. *Sierk A. J.* Mass-Asymmetric Fission of Light Nuclei // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 582.
72. *Beck C. et al.* $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ Asymmetrical Fission Excitation Functions // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 227.
73. *Gupta S. et al.* Complete and Incomplete Fusion of ^{12}C with ^{165}Ho below 7 MeV/Nucleon: Measurements and Analysis of Excitation Functions // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 064613.
74. *Charity R. J. et al.* Emission of Complex Fragments from Highly Excited Systems Produced in $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$ and ^{27}Al Reactions at $E/A = 25.4$ and 30.3 MeV // Nucl. Phys. A. 1988. V. 476. P. 516–544.
75. *Kalandarov Sh. A. et al.* Emission of Clusters with $Z > 2$ from Excited Actinide Nuclei // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 054607.
76. *Kalandarov Sh. A. et al.* Emission of Charged Particles from Excited Compound Nuclei // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 044603.
77. *Kalandarov Sh. A., Adamian G. G., Antonenko N. V.* Emission of Charged Particles from Excited Compound Nuclei // AIP Conf. Proc. 2010. V. 1304. P. 364.

78. *Kalendarov Sh. A., Adamian G. G., Antonenko N. V.* Description of Light Charged Particle Multiplicities in the Framework of Dinuclear System Model // Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Structure and Related Topics. Dubna, 2009. P. 264.
79. *Kalendarov Sh. A. et al.* Angular Momentum Dependence of Cluster Emission from Highly Excited Nuclei // Acta Phys. Polon. B. 2011. V. 42. P. 1039.
80. *Kalendarov Sh. A. et al.* Role of Angular Momentum in the Production of Complex Fragments in Fusion and Quasifission Reactions // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 054611.
81. *Kalendarov Sh. A. et al.* Role of the Entrance Channel in the Production of Complex Fragments in Fusion-Fission and Quasifission Reactions in the Framework of the Dinuclear System Model // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 064601.
82. *Kalendarov Sh. A., Adamian G. G., Antonenko N. V.* Evaporation Residues Formation Channels in Heavy Ion Collisions // Proc. of the 2nd South Africa–JINR Symp. Dubna, 2010. P. 168.
83. *Антоненко Н. В., Джолос Р. В.* Влияние оболочечных эффектов на образование легких ядер в столкновениях тяжелых ионов // ЯФ. 1989. Т. 50. С. 98;
Antonenko N. V., Jolos R. V. The Microscopic Treatment of Proton and Neutron Multiple Transfer in DIC // Z. Phys. A. 1991. V. 338. P. 423–430.
84. *Adamian G. G. et al.* Microscopic Driving Potential for a Dinuclear System // Nucl. Phys. A. 1993. V. 551. P. 321–332.
85. *Чепурнов В. А.* Среднее поле нейтронов и протонов оболочки с $N > 126$ и $Z > 82$ // ЯФ. 1967. Т. 6. С. 955.
86. *Адамян Г. Г., Джолос Р. В., Насиров А. К.* Влияние оболочечных эффектов в матричных элементах передачи нуклонов на процесс многонуклонных передач // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 366.
87. *Wapstra A. M., Audi G.* The 1983 Atomic Mass Evaluation: I. Atomic Mass Table // Nucl. Phys. A. 1985. V. 432. P. 1–54.
88. *Möller P., Nix J. R.* Nuclear Masses from Unified Macroscopic-Microscopic Model // At. Data and Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 213.
89. *Adamian G. G. et al.* Effective Nucleus–Nucleus Potential for Calculation of Potential Energy of a Dinuclear System // Intern. J. Mod. Phys. E. 1996. V. 5. P. 191–216.
90. *Мигдал А. Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
91. *Fayans S. A. et al.* Nuclear Isotope Shifts within the Local Energy-Density Functional Approach // Nucl. Phys. A. 2000. V. 676. P. 49–119;
Tolokonnikov S. V., Saperstein E. E. // Phys. At. Nucl. 2010. V. 73. P. 1684–1699;
Saperstein E. E., Tolokonnikov S. V. // Phys. At. Nucl. 2011. V. 74. P. 1277–1298.
92. *Krasznahorkay A. et al.* Experimental Evidence for Hyperdeformed States in U Isotopes // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 2073;
Thirolf P. G., Habs D. Spectroscopy in the Second and Third Minimum of Actinide Nuclei // Prog. Part. Phys. 2002. V. 49. P. 325.

93. *Berger J. F., Girod M., Gogny D.* Constrained Hartree–Fock and Beyond // Nucl. Phys. A. 1989. V. 502. P. 85–104;
Pal M. K. ATDHF Fission Paths in Some Actinide Nuclei // Nucl. Phys. A. 1993. V. 556. P. 201–227;
Rutz K. et al. Fission Barriers and Asymmetric Ground States in the Relativistic Mean-Field Theory // Nucl. Phys. A. 1994. V. 590. P. 680–702;
Bengtsson R. et al. Properties of Nuclei at the Third-Minimum Deformation // Nucl. Phys. A. 1987. V. 473. P. 77–110;
Pashkevich V. V. On the Asymmetric Deformation of Fissioning Nuclei // Nucl. Phys. A. 1971. V. 169. P. 275–293;
Möller P., Nilsson S. G., Sheline R. K. Octupole Deformations in the Nuclei beyond ^{208}Pb // Phys. Lett. B. 1972. V. 40. P. 329–332.
94. *Strutinsky V. M., Pauli H. C.* Shell Structure Effects in the Fissioning Nucleus // 2nd Intern. Symp. on Physics and Chemistry of Fission. Vienna: IAEA, 1969. P. 155.
95. *Kramers H. A.* Brownian Motion in a Field of Force and the Diffusion Model of Chemical Reactions // Physica VII. 1940. V. 4. P. 284;
Strutinsky V. M. The Fission Width of Excited Nuclei // Phys. Lett. B. 1973. V. 47. P. 121–123.
96. *Grangé P., Jun-Qing L., Weidenmüller H. A.* Induced Nuclear Fission Viewed as a Diffusion Process: Transients // Phys. Rev. C. 1983. V. 27. P. 2063;
Grangé P. Effects of Transients on Particle Emission Prior to Fission in a Transport Description of the Fission Process // Nucl. Phys. A. 1984. V. 428. P. 37–62.
97. *Fröbrich P., Tillack G. R.* Path-Integral Derivation for the Rate of Stationary Diffusion over a Multidimensional Barrier // Nucl. Phys. A. 1992. V. 540. P. 353–364.
98. *Gonchar I. I., Kosenko G. I.* Is Kramers Formula Applicable to Describing Highly Excited Nuclear System Decay? // Sov. J. Nucl. Phys. 1991. V. 53. P. 133.
99. *Andreev A. V. et al.* Possible Explanation of Fine Structures in Mass-Energy Distribution of Fission Fragments // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 51.
100. *Wilkins P. D., Steinberg E. P., Chasman R. R.* Scission-Point Model of Nuclear Fission Based on Deformed-Shell Effects // Phys. Rev. C 1976. V. 14. P. 1832.
101. *Bohr A., Mottelson B.* Nuclear Structure. V.2. New York; Amsterdam: W. A. Benjamin, 1974.
102. *Raman S., Nester C. W., Tikkanen P.* Transition Probability from the Ground to the First-Excited 2^+ State of Even–Even Nuclides // At. Data and Nucl. Data Tables. 2001. V. 78. P. 1.
103. *Hinde D. J., Hilscher D., Rossner H.* Fission Timescales of Excited Nuclei // Nucl. Phys. A. 1989. V. 502. P. 497.
104. *Viola V. E., Kwiatkowski K., Wolker M.* Systematics of Fission Fragment Total Kinetic Energy Release // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P. 1550.
105. *Unik J. P. et al.* Fragment Mass and Kinetic Energy Distributions for Fissioning Systems Ranging from Mass 230 to 256 // Intern. Conf. on Physics and Chemistry of Fission. Vienna: IAEA, 1974. P. 19.

106. *Aritomo Y., Ohta M.* Analysis of Fusion-Fission Process with Neutron Evaporation in Superheavy Mass Region // Proc. of Symp. on Nuclear Clusters / Eds.: R. Jolos and W. Scheid. Debrecen: EP Systema, 2003. P. 391.
107. *Barashenkov V. S. et al.* Fission and Decay of Excited Nuclei // Nucl. Phys. A. 1973. V. 206. P. 131–144.
108. *Adamian G. G. et al.* Analysis of Survival Probability of Superheavy Nuclei // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 064303.
109. *Gäggeler H. W. et al.* Cold Fusion Reactions with ^{48}Ca // Nucl. Phys. A. 1989. V. 502. P. 561–570.
110. *Kratz J. V., Norris A. E., Seaborg G. T.* Mass-Yield Distributions in the Reaction of ^{84}Kr Ions with ^{238}U // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 502.
111. *Adamian G. G. et al.* Predicted Yields of New Neutron-Rich Isotopes of Nuclei with $Z = 64–80$ in the Multinucleon Transfer Reaction $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. P. 057602.
112. *Möller P., Nix J. R., Swiatecki W. J.* Nuclear Ground-State Masses and Deformations // At. Data and Nucl. Data Tables. 1995. V. 59. P. 185.
113. *Adamian G. G. et al.* Transfer-Induced Fission of Superheavy Nuclei // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 017601.
114. *Hill D. L., Wheeler J. A.* Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena // Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 1102.
115. *Åberg S.* Superdeformed Nuclei // Nucl. Phys. A. 1993. V. 557. P. 17–38.
116. *Zubov A. S. et al.* Competition between Evaporation Channels in Neutron-Deficient Nuclei // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 014616.
117. *Bass R.* Nucleus–Nucleus Potential Deduced from Experimental Fusion Cross Sections // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 265.