

ЭМИССИЯ ТЯЖЕЛЫХ КЛАСТЕРОВ
В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ
ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ СТОЛКНОВЕНИЯ

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

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

²Институт ядерной физики, Ташкент

ВВЕДЕНИЕ	1591
СЕЧЕНИЕ ЭМИССИИ СЛОЖНЫХ ФРАГМЕНТОВ	1597
РОЛЬ УГЛОВОГО МОМЕНТА, АСИММЕТРИИ, N/Z ОТНОШЕНИЯ И ЭНЕРГИИ БОМБАРДИРОВКИ ВХОДНОГО КАНАЛА В ЭМИССИИ СЛОЖНЫХ ФРАГМЕНТОВ	1612
ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ С УЧЕТОМ ЭМИССИИ СЛОЖНЫХ ФРАГМЕНТОВ	1642
ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1652
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1654

ЭМИССИЯ ТЯЖЕЛЫХ КЛАСТЕРОВ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ СТОЛКНОВЕНИЯ

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

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

²Институт ядерной физики, Ташкент

Приведен обзор теоретических и экспериментальных исследований процесса эмиссии тяжелых кластеров из возбужденных ядерных систем, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами при низких энергиях столкновения. Дается подробное описание модели двойной ядерной системы (ДЯС) для расчета сечений образования тяжелых кластеров в реакциях полного слияния и квазиделения. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными и результатами других моделей. В рамках предложенного подхода изучена роль углового момента, асимметрии входного канала, отношения N/Z и энергии возбуждения в образовании конечных продуктов реакции. Предложен метод для расчета сечений испарительных остатков в ядерных реакциях полного слияния с учетом как каналов испарения легких частиц, так и каналов эмиссии тяжелых кластеров. Впервые показана возможность образования изотопов Rn, Fr и Ra в каналах эмиссии тяжелых кластеров из возбужденного составного ядра Pu. Вычисленные сечения и изотопические распределения ядер-остатков, которые получают путем эмиссии тяжелых кластеров из возбужденного составного ядра Pu, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Развита модель позволяет найти оптимальные условия эксперимента (комбинация снаряд-мишень, энергия бомбардировки) для изучения процессов, связанных с вылетом конкретных сложных фрагментов.

The review of theoretical and experimental investigations of heavy cluster emission from highly excited nuclear systems, which are formed in nuclear reactions with heavy ions at low bombarding energies, is presented. The detailed description of dinuclear system (DNS) model for the calculation of the formation cross sections of heavy clusters in reactions of complete fusion and quasifission is given. Calculated results are compared with experimental data and results of other models. Within suggested approach the role of angular momentum, asymmetry of the entrance channel, N/Z relation and excitation energy in formation of the final reaction products is studied. The method for calculation of evaporation residues cross sections in complete fusion reactions is developed to take into account the light particle evaporation and heavy cluster emission channels. The possibility is shown to form isotopes of Rn, Fr and Ra in cluster emission channels from excited compound nucleus Pu. The calculated cross sections and isotopic distributions of residual nuclei, which are formed in cluster decay channels of the excited Pu, are in a good agreement with the experimental data. The developed model allows one to find optimum experimental conditions (a projectile-target combination, bombarding energy) for studying the emission of certain heavy clusters.

PACS: 21.60.Gx, 24.10.-i

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы выполнено большое количество экспериментальных и теоретических работ по реакциям полного слияния и квазиделения. В реакциях полного слияния получены новые радиоактивные изотопы ядер [1–5] и синтезированы новые сверхтяжелые ядра [6–10]. До настоящего времени эти новые изотопы и ядра получались в каналах испарения легких частиц из составного ядра. Недавние экспериментальные исследования показывают возможность получения новых нейтронодефицитных изотопов ядер путем эмиссии тяжелых кластеров [11]. Эти исследования проведены с целью получения нейтронодефицитных ядер около дважды магического ядра ^{100}Sn , которые практически не образуются в каналах испарения легких частиц. В основном рассматриваются каналы эмиссии ядер углерода ^{12}C и кислорода ^{16}O , поскольку именно эти кластеры имеют максимальные выходы среди всех тяжелых кластеров. Так как в реакциях полного слияния образуются нейтронодефицитные составные ядра, эмиссия заряженных частиц становится более вероятной из-за большой энергии отрыва нейтрона. Появление ускоренных нейтронодефицитных радиоактивных пучков позволяет более детально изучать процесс вылета тяжелых кластеров в реакциях полного слияния, так как сечения эмиссии из сильно нейтронодефицитных составных ядер возрастают на порядки [12, 13]. В работе [14] показано, что определенные нейтронодефицитные ядра можно образовать только в каналах эмиссии тяжелых фрагментов. До сих пор отсутствует теоретическая модель, которая хорошо описывала бы существующие экспериментальные данные по эмиссии тяжелых кластеров и объясняла механизм образования и вылета этих кластеров. Поэтому возникает потребность в создании такой модели.

Обзор экспериментальных работ по эмиссии тяжелых кластеров. Изучение процесса испускания заряженных частиц тяжелее α -частицы из атомных ядер имеет достаточно долгую историю. Так, еще в 1914 г. Э. Резерфордом и П. Робинсоном был поставлен первый эксперимент для того, чтобы получить ответ на вопрос, могут ли радиоактивные ядра в основном состоянии испускать какие-либо составные частицы (состоящие из нескольких нуклонов), кроме α -частиц. Было установлено, что даже если такие частицы и испускаются, то их число не может превышать 1/10000 части от количества вылетающих α -частиц. В 1980 г. в работе [15] предсказано, что для наблюдения спонтанного испускания кластеров из холодных ядер в качестве дочернего ядра должно образоваться дважды магическое ядро ^{208}Pb или ядро, близкое к нему. Спустя четыре года был обнаружен радиоактивный распад ^{223}Ra с вылетом кластера ^{14}C [16, 17]. Кулоновский барьер для кластерного распада весьма велик, поэтому вероятность испускания ядер ^{14}C почти на 10 порядков меньше, чем вероятность испускания α -частиц. Спонтанный вылет ^{14}C обнаружен и из других тяжелых ядер: ^{221}Fr , ^{221}Ra и ^{222}Ra . В настоящее

время известно более десяти изотопов, подверженных кластерной радиоактивности. Наряду с испусканием ^{14}C найдено испускание ядер ^{16}O , ^{24}Ne , ^{28}Mg и ^{32}Si из актинидов [18, 19]. Анализ проблем кластерного распада, описание феноменологических и микроскопических моделей кластерной радиоактивности можно найти в работах [18, 20–23].

В отличие от процесса спонтанного испускания кластеров вероятность вылета кластеров в ядерных реакциях полного слияния резко возрастает из-за наличия энергии возбуждения и углового момента в ядерной системе. В 1983 г. эмиссия тяжелых кластеров из возбужденного составного ядра экспериментально обнаружена в реакции $^3\text{He} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$ при энергии столкновения 30 МэВ/нуклон [24]. Это явление было теоретически предсказано многими авторами задолго до этого [25, 26]. В ранних исследованиях [27–31] этого процесса выявлены две компоненты, дающие вклад во множественность тяжелых кластеров [32–35]: быстрая неравновесная компонента, детектируемая в передних углах, и равновесная компонента с изотропным угловым распределением в системе центра масс. Систематические исследования равновесной компоненты при низких энергиях бомбардировки приводят к выводу, что процесс эмиссии тяжелых кластеров происходит из составного ядра [24, 35–39]. Функции возбуждения для равновесной эмиссии сложных фрагментов напоминают функции возбуждения деления [40]. Для тяжелого составного ядра массовое распределение продуктов распада имеет максимум при симметрии (делительный пик) и два сильно асимметричных максимума (испарительные пики). Для легкого составного ядра пик при симметрии исчезает и заменяется минимумом, создавая U-образное массовое распределение [28]. В работе [38] извлечены масс-асимметричные барьеры эмиссии сложных фрагментов в реакциях $^{78,82,86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ путем обработки экспериментальных функций возбуждения в рамках модели переходного состояния. Полученные барьеры отличаются от предсказаний жидкокапельных моделей с учетом вращения и конечного радиуса ядерного взаимодействия. Из сравнения экспериментальных сечений для равновесной компоненты с предсказаниями статистической модели авторы работы [39] делают вывод о том, что кроме процесса полного слияния в сечения дает вклад процесс быстрого деления. Заметим, что в то время процесс квазиделения не был широко известен и хорошо изучен.

В работе [41] измерены зарядовые, массовые и изотопические распределения продуктов реакции $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$. Экспериментальные сечения довольно хорошо согласуются с расчетами в рамках улучшенной модели Хаузера–Фешбаха [42], в которую вводится дополнительный параметр, учитывающий распределение энергии возбуждения между фрагментами. В работе [43] измерены функции возбуждения сложных фрагментов с $4 \leq Z \leq 15$ в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{63}\text{Cu}$ и показано существенное разногласие между результатами эксперимента и статистического кода GEMINI [44]. Эмиссия тяжелых кластеров

из возбужденных тяжелых ядер-актининов изучена также в работах [45, 46]. При измерении сечений образования и энергетических распределений ядер-остатков было косвенно показано, что эти ядра получаются путем эмиссии тяжелых кластеров из возбужденного составного ядра. Например, в реакции $^{36}\text{S} (E_{\text{lab}} = 5,96 \text{ МэВ/нуклон}) + {}^{\text{nat}}\text{Pt}$ распределение по скоростям ядра-остатка Ra имеет пик при $v/v_{\text{CN}} = 1,31$, где v_{CN} — скорость составного ядра. В случае эмиссии только легких частиц максимум распределения должен находиться в районе $v/v_{\text{CN}} = 1,0$ и распределение должно быть более широкое, чем в случае кластерного канала распада.

Особенность реакций с тяжелыми ионами состоит в том, что налетающее ядро вносит существенный угловой момент (20–100), поэтому конкуренция каналов распада образованной возбужденной системы сильно меняется по сравнению со случаем спонтанного кластерного распада и реакциями, где в качестве налетающего ядра-снаряда используются легкие частицы. Экспериментальное исследование влияния углового момента на зарядовое распределение сложных фрагментов ($Z > 3$) проведено в работе [47]. 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. Информация о зависимости вероятности вылета кластеров от углового момента является очень ценной из-за растущего интереса к получению экзотических ядер через кластерные каналы распада [2, 11, 14, 29].

В работе [48] измерены зарядовые, массовые и угловые распределения продуктов реакции $^{37}\text{Cl} + {}^{68}\text{Zn}$. Измеренные угловые распределения соответствуют закону $1/\sin(\theta_{\text{cm}})$. Из анализа полученных массовых распределений авторы приходят к выводу, что ширина массовых распределений в симметричной области не воспроизводится простой статистической моделью. Также в этой работе 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 [12, 13, 38, 41, 43, 47], которые слабо затухают с ростом энергии бомбардировки [49]. Однако макроскопическо-микроскопические модели дают гладкие зарядовые распределения без четно-нечетных эффектов при энергиях возбуждения $E_{\text{CN}}^* > 50 \text{ МэВ}$ [50]. Поэтому вопрос о величине затухания оболочечных поправок с ростом энергии возбуждения все еще открыт.

В работе [51] измерены средние полные кинетические энергии продуктов реакций $^{48}\text{Ca} + {}^{144,154}\text{Sm}$ и $^{40}\text{Ca} + {}^{154}\text{Sm}$. Показано, что эти значения хорошо согласуются с систематикой Виолы [52]. Поскольку средняя полная кинетическая энергия зависит от деформаций фрагментов на кулоновском барьере, такие измерения дают информацию о форме ядер ДЯС в момент распада.

Из-за больших угловых моментов в этих реакциях необходимо учитывать эффекты углового момента при сравнении расчетных и экспериментальных средних кинетических энергий фрагментов.

Теоретические подходы для описания основных стадий реакций с тяжелыми ионами при низких энергиях столкновения. Ядерные реакции полного слияния и квазиделения, которые рассматриваются в этой работе, имеют три основные стадии. На первой стадии реакции налетающий снаряд захватывается ядром-мишенью. Этот процесс характеризуется полной передачей импульса и диссипацией кинетической энергии относительного движения. Существуют различные теоретические подходы для описания этой стадии ядерных реакций. Процесс захвата представляется как переход системы сталкивающихся ядер через потенциальный барьер по координате относительного расстояния R между центрами масс сталкивающихся ядер [53–56]. Для ядерной части ядро-ядерного потенциала используют эмпирическую формулу Басса [57], потенциал «proximity» [58], юкава-плюс-экспоненциальный потенциал [59], потенциал в формализме функционала плотности энергии [60] и потенциалы однократной и двухкратной свертки с феноменологическими нуклон-нуклонными силами [61, 62]. Для описания диссипативной динамики процесса захвата используют классические уравнения движения с феноменологически [55, 56, 63] или микроскопически рассчитанными силами трения [64–66]. В работах [67–69] квантовые немарковские уравнения Ланжевена и формализм приведенной матрицы плотности применены для описания процесса захвата для реакций с тяжелыми ионами при энергиях, близких к входному кулоновскому барьеру. Изучена роль квантовых эффектов в этом процессе.

На второй стадии реакции происходит обмен нуклонами между ядрами, который ведет к их слиянию. В настоящее время наиболее реалистичную картину процесса слияния дает концепция двойной ядерной системы (ДЯС) [70–74], которая впервые была сформулирована В. В. Волковым в 80-х гг. прошлого века [74]. В модели ДЯС слияние представляется как движение по коллективным координатам η массовой и зарядовой асимметрий, т. е. слияние описывается как эволюция ДЯС к составному ядру за счет передачи нуклонов из легкого ядра в тяжелое. При этом ядра ДЯС в процессе эволюции сохраняют свою индивидуальность. Квазиделение рассматривается как распад ДЯС по координате R , т. е. движение к большим R . В этой модели процессы полного слияния и квазиделения — это диффузионные процессы по координатам η и R соответственно. Модель ДЯС дала возможность обнаружить новые важные особенности полного слияния: 1) появление специфического внутреннего барьера слияния по координате массовой асимметрии; 2) конкуренцию между полным слиянием и квазиделением в эволюции ДЯС к составному ядру; 3) доминирующую роль канала квазиделения в реакциях холодного и горячего слияния, приводящих к образованию актинидов и трансак-

тинидов. Поэтому предсказание сечений образования испарительных остатков невозможно без корректного расчета вероятности слияния [71, 75–77].

Расстояние между центрами масс ядер ДЯС остается таким, что область перекрытия ядерных плотностей не превышает нескольких процентов от полного объема ДЯС. Как было показано в работах [78, 79], перекрытие ядер затруднено из-за действия эффективного отталкивающего потенциала на малых относительных расстояниях между их центрами. Этот эффект обусловлен структурным запретом, связанным с принципом Паули.

Понятие ДЯС возникло в связи с исследованиями реакций глубоконеупругих передач в столкновениях тяжелых ионов [74, 80]. У ДЯС, образованных в этих реакциях, характерное время жизни составляет несколько единиц на 10^{-21} с. За это время происходит перераспределение нуклонов, энергии возбуждения и углового момента между фрагментами. Данный процесс определяет массовые, энергетические и угловые распределения конечных продуктов реакции [74].

Модель ДЯС успешно использована для описания реакций с тяжелыми ионами. Показано, что благодаря конкуренции между слиянием и квазиделением вероятность слияния сильно уменьшается с уменьшением асимметрии во входном канале, что прекрасно согласуется с экспериментом [81]. Модель позволяет описывать сечения слияния в реакциях, для которых экспериментальные значения отличаются на несколько порядков величины, и делать успешные предсказания. На ее основе было объяснено подавление слияния в реакциях с симметричной конфигурацией входного канала [70], были вычислены сечения образования сверхтяжелых ядер в реакциях холодного [71, 75–77] и горячего слияния [82], а также описаны основные характеристики процесса квазиделения [83]. В модели ДЯС показано, что изотопическая зависимость сечения образования испарительных остатков главным образом определяется вероятностью полного слияния ядер и вероятностью выживания образовавшегося составного ядра. В то время как выживаемость растет с увеличением числа нейтронов в системе, вероятность слияния может уменьшаться. Другими словами, увеличение числа нейтронов в налетающем ядре или ядре-мишени далеко не всегда приводит к большим сечениям образования испарительных остатков. Следует особо подчеркнуть, что до появления модели ДЯС обычно предполагалось, что только выживаемость возбужденного составного ядра является важнейшим фактором при определении сечения образования испарительных остатков.

Модель ДЯС используется и для исследования структуры ядра. В частности, супер- и гипердеформированные состояния могут быть рассмотрены как ДЯС, и такие их характеристики, как моменты инерции, квадрупольные моменты, вращательные полосы, успешно описываются на основе этой модели [84]. На основе модели ДЯС были также описаны энергетические, угловые и массовые распределения конечных продуктов деления актиноидов [85].

Третьей стадией реакции является образование возбужденного составного ядра и его статистический распад. Концепция составного ядра впервые была предложена Н. Бором [86], который предположил, что система забывает историю своего образования и ее распад можно рассматривать как самостоятельный процесс. Для описания распада составного ядра путем эмиссии легких частиц и тяжелых кластеров существуют несколько статистических подходов. Модель Вайскопфа [87], изначально сформулированная для описания испарения только легких частиц из возбужденного составного ядра, применена в работе [88] для расчета сечений эмиссии кластеров. Сечение обратной реакции для кластеров рассчитывалось по модели [89]. Плотности уровней вычислены по модели ферми-газа, и в параметре плотности уровней учтены оболочечные поправки, как в работе [90]. Без учета процесса образования кластеров было получено удовлетворительное описание сечений эмиссии кластеров в реакциях ${}^3\text{He} + {}^{\text{nat}}\text{Ag}$, ${}^{40}\text{Ar} + {}^{\text{nat}}\text{Ag}$, ${}^{40}\text{Ar} + {}^{154}\text{Sm}$ и ${}^{40}\text{Ar} + {}^{197}\text{Au}$.

Термодинамическая модель [91] разработана для расчета ширины эмиссии сложного фрагмента. Эта модель не учитывает распределение энергии возбуждения между вылетевшим сложным фрагментом и дочерним ядром и влияние углового момента на процесс эмиссии. Последнее упрощение допустимо только для эмиссии кластеров из составных ядер, образовавшихся в реакциях с протоном, дейтроном и α -частицей. Следовательно, модель [91] испытывает большие трудности в описании сечений эмиссии тяжелых кластеров [92] в реакциях с тяжелыми ионами.

Модель Хаузера–Фешбаха [93] фактически является улучшенной моделью Вайскопфа с учетом зависимости плотности уровней составного ядра от углового момента. Используется квантово-механическое описание углового момента в течение распада возбужденного составного ядра. Барьеры эмиссии вычисляются в рамках жидкокапельной модели с учетом вращения и конечного радиуса действия ядерных сил [94]. Каскадный распад составного ядра моделируется с помощью метода Монте-Карло. Модель успешна в описании асимметричных ядерных реакций с небольшими угловыми моментами [95]. Однако для реакций с большими угловыми моментами эта модель не воспроизводит формы и абсолютные значения экспериментальных зарядовых распределений тяжелых кластеров [50, 96]. Модель также не учитывает вклад от процесса квазиделения, хотя при больших угловых моментах квазиделение становится доминирующим каналом реакции. Абсолютные значения сечений связаны с барьерами эмиссии тяжелых кластеров, которые сильно зависят от углового момента системы.

В модели переходного состояния [25] эмиссия тяжелых кластеров представляется как сильно асимметричное деление. Каждому значению массовой асимметрии соответствует своя седловая точка. Зависимость условных барьеров эмиссии от массовой асимметрии определяет зарядовые и массовые распределения вылетевших сложных фрагментов [25]. Потенциальная энер-

гия и, соответственно, барьеры эмиссии тяжелых кластеров вычисляются в рамках той же жидкокапельной модели [94] с учетом вращения и конечного радиуса действия ядерных сил. Но в отличие от предыдущих моделей данная модель корректно учитывает зависимость значений барьеров эмиссии тяжелых кластеров от координаты массовой (зарядовой) асимметрии.

В работе [44] разработан компьютерный код GEMINI для описания сильно асимметричного деления горячего составного ядра. Ширины эмиссии легких частиц вычисляются в приближении Хаузера–Фешбаха с коэффициентами трансмиссии с резкой границей, а ширины эмиссии тяжелых кластеров вычисляются в рамках модели переходного состояния [25]. Таким образом, в GEMINI описания испарения легких частиц и тяжелых кластеров даются в рамках разных моделей. В работах [37, 39, 97] рассчитаны различные характеристики продуктов распада с помощью этого кода, которые находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Однако в работах [38, 98] показано, что рассчитанные барьеры эмиссии тяжелых кластеров сильно отличаются от барьеров, извлеченных из экспериментальных данных. В работе [99] показано, что для правильного воспроизведения экспериментальных сечений барьеры эмиссии тяжелых кластеров в GEMINI должны быть на 7 МэВ выше. Отметим, что в этой модели также не учитывается вклад процесса квазиделения в сечения эмиссии тяжелых кластеров.

В модели фрагментации кластеров [100–102] предполагается, что формирование кластеров происходит за счет движения системы по координате массовой асимметрии η . Такое движение описывается стационарным уравнением Шредингера по η при фиксированном значении координаты относительного расстояния R [101]. Переход системы через барьер по R вычисляется в приближении WKВ. Зарядовые распределения продуктов реакций $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон, рассчитанные в рамках этой модели, оказались сильно расходящимися с экспериментальными данными [101].

В данном обзоре излагается теоретическая модель для описания эмиссии тяжелых кластеров, которая была разработана в работах [45, 103–109]. В основе этой модели лежит концепция ДЯС, о которой упоминалось выше. Исследуются процессы образования возбужденной ДЯС во входном канале реакции и ее временной эволюции по коллективным координатам массовой и зарядовой асимметрий и относительного расстояния между центрами масс ядер ДЯС, которая приводит к образованию составного ядра и различных возбужденных конфигураций ДЯС, испытывающих последующий распад.

1. СЕЧЕНИЕ ЭМИССИИ СЛОЖНЫХ ФРАГМЕНТОВ

Эмиссия сложных фрагментов описывается как многоступенчатый процесс: 1) стадия захвата, когда налетающее ядро-снаряд захватывается ядром-мишенью и образуется начальная ДЯС; 2) формирование ДЯС с данной массо-

вой (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:

$$\sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}) = \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} \sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}, J) = \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} \sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J) W_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J), \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J)$ — это парциальное сечение захвата налетающего ядра ядром-мишенью и $W_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J)$ — вероятность образования и вылета сложного фрагмента с массовым A и зарядовым Z числами. Максимальное значение углового момента $J = J_{\text{max}}$ определяется минимальным значением кинематического и критического угловых моментов. Мы рассматриваем здесь в одном подходе распад возбужденного составного ядра путем последовательного испарения легких частиц (нейтрона, протона, дейтрона и тритона) и эмиссии кластеров ($Z \geq 2$).

1.1. Потенциальная энергия ДЯС и ядро-ядерный потенциал. В приближении малого перекрытия ядер в ДЯС потенциальная энергия (управляющий потенциал) ДЯС вычисляется следующим образом [71, 110]:

$$U(R, Z, A, J) = B_1 + B_2 + V(R, Z, A, \beta_1, \beta_2, J) - [B_{12} + E_{12}^{\text{rot}}(J)], \quad (2)$$

где B_1 и B_2 — энергии связи ядер ДЯС; Z (A) — атомный номер (массовое число) одного из ядер ДЯС; β_1 и β_2 — параметры квадрупольной деформации ядер ДЯС, взятые из работы [111] для четно-четных ядер. Параметры квадрупольной деформации нечетных ядер выбираются равными максимальным значениям параметров квадрупольной деформации соседних четно-четных ядер. В расчетах используются экспериментальные B_1 и B_2 из работы [112]. Для неизвестных ядер мы используем предсказания энергии связи из работы [113]. Потенциальная энергия нормализована относительно потенциальной энергии вращающегося составного ядра $B_{12} + E_{12}^{\text{rot}}(J)$. Здесь B_{12} — энергия связи составного ядра и $E_{12}^{\text{rot}}(J) = \hbar^2 J(J+1)/2\mathfrak{I}_{\text{CN}}$ — энергия вращения составного

ядра, где \mathfrak{S}_{CN} — твердотельный момент инерции. Ядро-ядерный потенциал

$$V(R, Z, A, \beta_1, \beta_2, J) = V_C(R, Z, A, \beta_1, \beta_2) + V_N(R, Z, A, \beta_1, \beta_2) + \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathfrak{S}(R, A, \beta_1, \beta_2)} \quad (3)$$

в (2) включает в себя кулоновский V_C , ядерный V_N и центробежный потенциалы. Момент инерции ДЯС

$$\mathfrak{S}(R, A, \beta_1, \beta_2) = k_0(\mathfrak{S}_1 + \mathfrak{S}_2 + \mu R^2) \quad (4)$$

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

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

Как известно из экспериментальных исследований, моменты инерции сильно деформированных ядерных состояний близки к 85 % значения твердотельного момента инерции [114]. 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 (3). Для ядерной части ядро-ядерного потенциала мы используем формализм двойной свертки [110]

$$V_N = \int \rho_1(\mathbf{r}_1) \rho_2(\mathbf{R} - \mathbf{r}_2) F(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (6)$$

где $F(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = C_0 [F_{\text{in}} \rho_0(\mathbf{r}_1) / \rho_{00} + F_{\text{ex}} (1 - \rho_0(\mathbf{r}_1) / \rho_{00})] \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ — эффективные нуклон-нуклонные силы типа сил Скирма, которые известны из теории конечных ферми-систем [115], $\rho_0(\mathbf{r}) = \rho_1(\mathbf{r}) + \rho_2(\mathbf{R} - \mathbf{r})$ и $F_{\text{in,ex}} = f_{\text{in,ex}} + f'_{\text{in,ex}} ((N - Z)(N_2 - Z_2) / (N + Z)(N_2 + Z_2))$. Здесь $\rho_1(\mathbf{r}_1)$, $\rho_2(\mathbf{r}_2)$ и N_2 (Z_2) — ядерные плотности легкого и тяжелого ядер ДЯС и число нейтронов (протонов) тяжелого ядра ДЯС. Расчеты проводились со следующим набором параметров: $C_0 = 300$ МэВ · фм³, $f_{\text{in}} = 0,09$, $f_{\text{ex}} = -2,59$, $f'_{\text{in}} = 0,42$, $f'_{\text{ex}} = 0,54$ и $\rho_{00} = 0,17$ фм⁻³ [115]. Плотности ядер параметризуются в виде симметризованного распределения Саксона–Вудса с параметрами радиуса ядра $r_0 = 1,02-1,16$ фм и диффузии $a = 0,51-0,56$ фм, зависящими от зарядового и массового чисел ядра [110].

С эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием, зависящим от ядерной плотности, возникает отталкивающий кор в V (см. нижнюю часть рис. 1), 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 сложения отталкивающего кулоновского, центробежного и притягивающего ядерного потенциалов в (3) ядро-ядерный потенциал имеет карман с минимумом на расстоянии $R = R_m \approx R_1(1 + \sqrt{5/(4\pi)}\beta_1) + R_2(1 + \sqrt{5/(4\pi)}\beta_2) + 0,5$ фм, где $R_i = r_0 A_i^{1/3}$ — радиусы взаимодействующих ядер. ДЯС локализована в минимуме этого кармана (рис. 1). При $J = 0$ положению кулоновского барьера соответствует расстояние $R = R_b \approx R_m + 2$ фм. Тогда глубина кармана равна $B_R^{qf}(Z, A, J) = V(R_b, Z, A, \beta_1, \beta_2, J) - V(R_m, Z, A, \beta_1, \beta_2, J)$. Барьер B_R^{qf} , называемый барьером квазиделения, препятствует распаду ДЯС по координате R . Величина B_R^{qf}

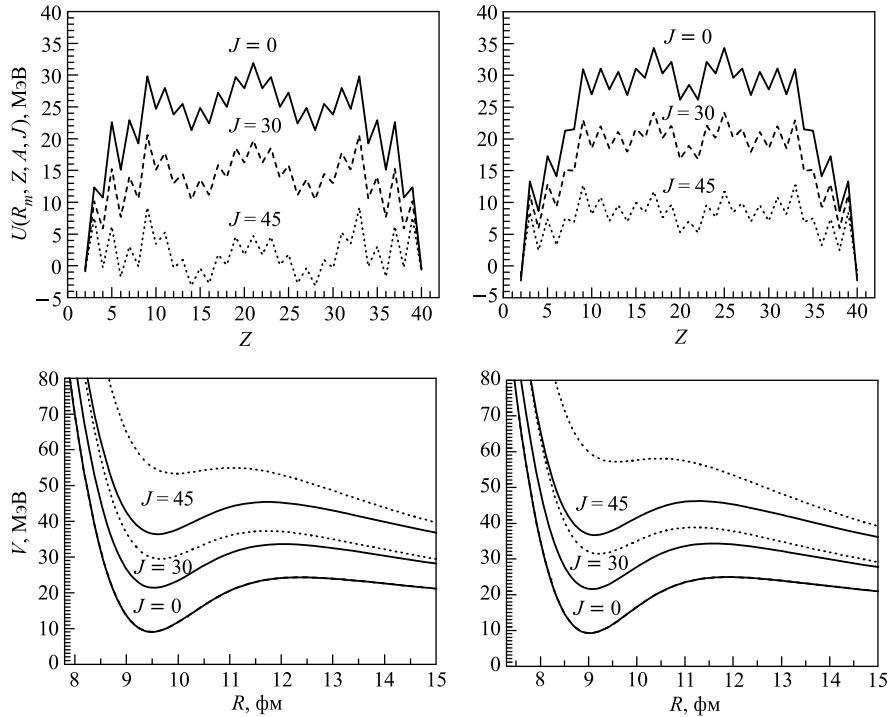


Рис. 1. Зависимости ядро-ядерного потенциала V от R (нижняя часть) во входном (пунктирные линии) и выходном (сплошные) каналах, а также потенциальной энергии $U(R_m, Z, A, J)$ ДЯС от зарядового числа Z одного из ядер ДЯС (верхняя часть) при угловых моментах $J = 0, 30$ и 45 для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ (справа), для реакции $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ (слева)

уменьшается с ростом J из-за роста центробежной части потенциала в (3). Во входном канале потенциальный карман исчезает при критическом значении углового момента $J = J_{cr}$ (см. пунктирные линии на рис. 1). Захват ядра-снаряда мишенью становится невозможным при угловых моментах, превышающих J_{cr} . Глубина потенциального кармана зависит также от зарядовой и массовой асимметрий ДЯС. Для асимметричной ДЯС карман потенциала взаимодействия глубже, чем для более симметричной ДЯС. Потенциальные энергии $U = U(Z, A, J) = U(R_m, Z, A, J)$ ДЯС в зависимости от Z представлены на рис. 1 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 при фиксированной зарядовой асимметрии. Как видно из рис. 1, при $J \leq 45$ конфигурация составного ядра является энергетически более выгодной, 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, нормализованных 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. 1), можно сказать, что четно-нечетные эффекты

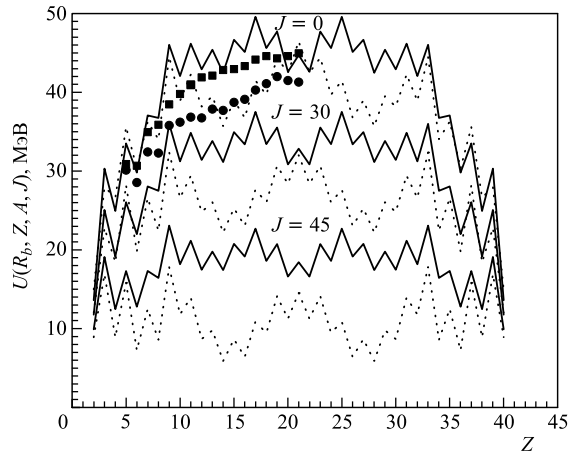


Рис. 2. Зависимость потенциальной энергии $U(R_b, Z, A, J)$ ДЯС на кулоновском барьере ядро-ядерного потенциала от зарядового числа Z одного из ядер ДЯС при различных значениях углового момента J . Рассмотрены системы $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ (пунктирные линии) и $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ (сплошные). Масс-асимметричные макроскопические барьеры, извлеченные из экспериментальных сечений эмиссии кластеров в работе [38], показаны для реакций $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ (кружки) и $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ (квадраты)

уменьшаются с ростом параметра N/Z системы и управляющий потенциал становится более гладким для ДЯС с большим числом нейтронов. Из сравнения на рис. 2 барьеров бинарного распада $^{90,98}\text{Mo}$ с масс-асимметричными макроскопическими барьерами деления, извлеченными из экспериментальных сечений образования тяжелых кластеров в работе [38], следует, что наш метод расчета потенциальной энергии является реалистичным.

1.2. Процесс захвата налетающего ядра ядром-мишенью. На первой стадии реакции налетающий снаряд теряет кинетическую энергию по мере приближения к ядру-мишени и попадает в потенциальный карман ядро-ядерного потенциала. В результате образуется начальная ДЯС. Парциальное сечение захвата записывается в следующем виде:

$$\sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J) = \frac{\lambda^2}{4\pi} (2J + 1) P_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J), \quad (7)$$

где $\lambda = h/(2\mu E_{\text{cm}})^{1/2}$ — 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 [116] $P_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J) = (1 + \exp[2\pi(V(R_b, J) - E_{\text{cm}})/\hbar\omega(J)])^{-1}$, 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 $\omega(J)$.

Таким образом, полное сечение захвата можно представить в следующем виде:

$$\sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}) = \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} \sigma_{\text{c}}(E_{\text{cm}}, J) = \frac{\lambda^2}{4\pi} \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} (2J + 1) P_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J), \quad (8)$$

где максимальное значение углового момента J_{max} ограничено либо максимальным кинематическим угловым моментом $J_{\text{max}}^{\text{kin}} = [2\mu(E_{\text{cm}} - V(R = R_b, J = 0))]^{1/2} R_b$, либо критическим угловым моментом J_{cr} в зависимости от условия: $J_{\text{max}} = \min\{J_{\text{max}}^{\text{kin}}, J_{\text{cr}}\}$.

1.3. 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. Временная эволюция по этим координатам описывается в рамках транспортной модели. В этом подходе вероятность $P_{Z,A}(t)$ нахождения системы в момент времени t в состоянии с зарядовой Z и массовой A асимметриями (зарядовое и массовое числа легкого ядра ДЯС)

вычисляется с помощью мастер-уравнения [117]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P_{Z,A}(t) = & \Delta_{Z+1,A+1}^{(-,0)} P_{Z+1,A+1}(t) + \Delta_{Z-1,A-1}^{(+,0)} P_{Z-1,A-1}(t) + \\ & + \Delta_{Z,A+1}^{(0,-)} P_{Z,A+1}(t) + \Delta_{Z,A-1}^{(0,+)} P_{Z,A-1}(t) - \\ & - \left(\Delta_{Z,A}^{(-,0)} + \Delta_{Z,A}^{(+,0)} + \Delta_{Z,A}^{(0,-)} + \Delta_{Z,A}^{(0,+)} \right) P_{Z,A}(t) \quad (9) \end{aligned}$$

с начальным условием $P_{Z,A}(0) = \delta_{Z,Z_i=0} \delta_{A,A_i=0}$. Здесь состояние составного ядра ($Z_i = 0$ или 1 и $A_i = 0$ или 1, или 2, или 3) берется как одно из возможных асимметричных состояний. Транспортные коэффициенты ($\Delta_{Z,A}^{(+,0)}$, $\Delta_{Z,A}^{(0,+)}$, $\Delta_{Z,A}^{(-,0)}$, $\Delta_{Z,A}^{(0,-)}$) характеризуют скорости обмена нейтронами и протонами между ядрами. В (9) учтены только односторонние переходы с $Z \Rightarrow Z \pm 1$ и $N \Rightarrow N \pm 1$. Структура транспортных коэффициентов и мастер-уравнения (9) гарантирует существование стационарного решения $P_{Z,A}(t \rightarrow \infty) = P_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J)$.

Время жизни возбужденного составного ядра предопределяется временем эмиссии нейтрона, которое достаточно для достижения системой равновесного состояния по массовой и зарядовой асимметрии. Таким образом, при описании образования сложных фрагментов может быть использовано равновесное решение мастер-уравнения (9) и тогда вероятность $P_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J)$ будет пропорциональна соответствующей плотности состояний. При фиксированной полной энергии системы плотность состояний пропорциональна величине $\exp[-U(R_m, Z, A, J)/T_{\text{max}}]$, $T_{\text{max}} = \max\{T_{\text{CN}}(J), T_{Z,A}(J)\}$ [117], и вероятность образования ДЯС можно представить в следующем виде:

$$P_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J) \sim \exp\left[-\frac{U(R_m, Z, A, J)}{T_{\text{max}}(J)}\right]. \quad (10)$$

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

$$E_{Z,A}^*(J) = E_{\text{CN}}^*(J) - U(R_m, Z, A, J), \quad (11)$$

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

соответственно. Если $E_{\text{CN}}^*(J)$ меньше, чем $U(R_m, Z, A, J)$, то системе не хватает энергии для образования конфигурации ДЯС с зарядовой Z и массовой A асимметриями и ее бинарный распад из этой конфигурации 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 $a = 0,114A_t + 0,162A_t^{2/3}$ взят из работы [90] (A_t — полное число нуклонов в системе).

1.4. 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) из потенциального кармана можно записать по аналогии с вероятностью деления (с помощью метода переходного состояния в приближении высоких температур) в следующем виде:

$$P_{Z,A}^R \sim \exp \left[-\frac{B_R^{\text{qf}}(Z, A, J)}{T_{Z,A}(J)} \right]. \quad (13)$$

Из экспериментальных данных [28] 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 (13) 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:

$$\begin{aligned} T_{Z=0,A=0}(J) &= T_{Z=0,A=1}(J) = T_{Z=1,A=1}(J) = \\ &= T_{Z=1,A=2}(J) = T_{Z=1,A=3}(J) = T_{\text{CN}}(J) \end{aligned}$$

и $B_R^{\text{qf}}(Z=0, A=1, J) = B_n$ — для нейтрона с энергией связи B_n , $B_R^{\text{qf}}(Z=1, A=1, J) = B_p + V_C^{(p)}$ — для протона с энергией связи B_p и кулоновским барьером $V_C^{(p)}$, $B_R^{\text{qf}}(Z=1, A=2, J) = B_d + V_C^{(d)}$ — для дейтрона с энергией связи B_d и кулоновским барьером $V_C^{(d)}$, $B_R^{\text{qf}}(Z=1, A=3, J) = B_t + V_C^{(t)}$ — для тритона с энергией связи B_t и кулоновским барьером $V_C^{(t)}$. Кулоновские барьеры для протона, дейтрона и тритона берутся, как в работе [118]:

$$V_C^{(i)} = \frac{e^2(Z' - 1)}{1,7[(A' - m_i)^{1/3} + m_i^{1/3}]}, \quad (14)$$

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 возбужденного составного ядра является произведением вероятности образования ДЯС и вероятности распада ДЯС на два фрагмента:

$$\begin{aligned} W_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J) &= \frac{P_{Z,A} P_{Z,A}^R}{\sum_{Z',A'} P_{Z',A'} P_{Z',A'}^R} = \\ &= \frac{\exp[-U(R_m, Z, A, J)/T_{\text{CN}}(J)] \exp[-B_R^{\text{qf}}(Z, A, J)/T_{Z,A}(J)]}{\sum_{Z',A'} \exp[-U(R_m, Z', A', J)/T_{\text{CN}}(J)] \exp[-B_R^{\text{qf}}(Z', A', J)/T_{Z',A'}(J)]}, \end{aligned} \quad (15)$$

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, 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 деления должны возрастать с увеличением углового момента.

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

$$\begin{aligned} E_L^*(Z, A, J) &= \left[E_{Z,A}^*(J) - B_R^{\text{qf}}(Z, A, J) \right] \frac{A}{A_t}, \\ E_H^*(Z, A, J) &= \left[E_{Z,A}^*(J) - B_R^{\text{qf}}(Z, A, J) \right] \frac{A_2}{A_t}, \end{aligned} \quad (16)$$

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.

1.5. Сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными для сильно асимметричных ядерных реакций. В расчетах мы использовали формулы (1) и (15) 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 распадных каналов осуществляется с помощью метода Монте-Карло. Число генерации событий n в технике 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 проверки нашего метода рассчитаны зарядовые распределения испущенных кластеров в реакциях ${}^3\text{He} + {}^{108}\text{Ag}$ при $E_{\text{lab}} = 30$ МэВ/нуклон ($J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 15$ и $J_{\text{max}}^{\text{kin}} = 17$) и ${}^{63}\text{Cu} + {}^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 12,6$ МэВ/нуклон ($J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 40$ и $J_{\text{max}}^{\text{kin}} = 48$), ведущих к образованию составных ядер ${}^{111}\text{In}$ ($E_{\text{CN}}^*(J=0) = 103,3$ МэВ) и ${}^{75}\text{Br}$ ($E_{\text{CN}}^*(J=0) = 130,6$ МэВ) соответственно. Представленные на рис. 3 и 4 расчетные сечения эмиссии кластеров

$$\sigma_Z(E_{\text{cm}}) = \sum_A \sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}) \quad (17)$$

находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [24, 37].

Экспериментальные максимумы зарядового распределения воспроизводятся нашей моделью. Четно-нечетные эффекты хорошо видны в зарядовом распределении для легких фрагментов. Это показывает влияние оболочечной структуры ДЯС на эволюцию и распад системы. Так как энергия парного взаимодействия легкого ядра ДЯС уменьшается с ростом массового числа A , четно-нечетные эффекты становятся более слабыми при больших значениях Z . В нижней части рис. 3 показано расчетное массовое распределение

$$\sigma_A(E_{\text{cm}}) = \sum_Z \sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}) \quad (18)$$

конечных продуктов реакции ${}^3\text{He}$ ($E_{\text{lab}} = 30$ МэВ/нуклон) + ${}^{108}\text{Ag}$. Пики в районе легких масс соответствуют четно-четным ядрам ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, так как управляющий потенциал имеет глубокие минимумы для соответствующих конфигураций ДЯС.

Для реакции ${}^{78}\text{Kr} + {}^{12}\text{C}$, ведущей к образованию составного ядра ${}^{90}\text{Mo}$, произведены расчеты зарядовых и массовых распределений при двух энергиях

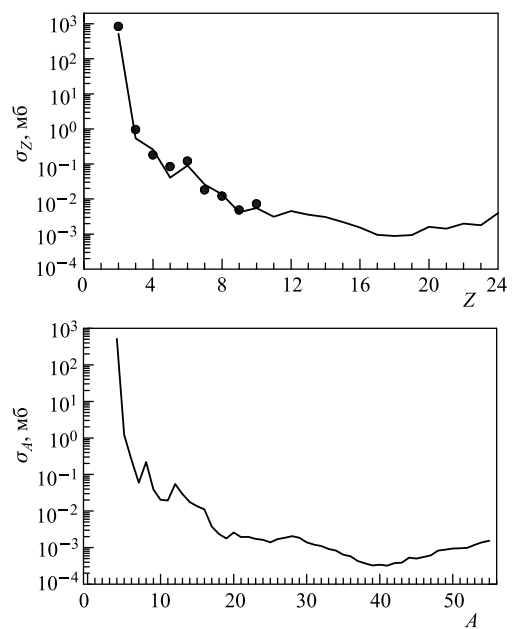


Рис. 3. Расчетные зарядовые (вверху) и массовые (внизу) распределения продуктов реакции ${}^3\text{He} + {}^{108}\text{Ag}$ при энергии бомбардировки $E_{\text{lab}} = 30$ МэВ/нуклон. Экспериментальные данные (кружки) взяты из работы [24]

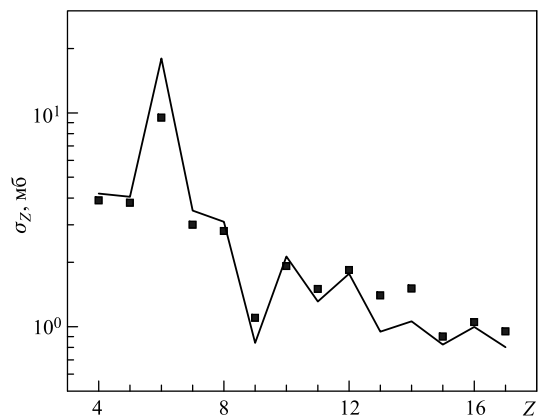


Рис. 4. Расчетные зарядовые распределения продуктов реакции ${}^{63}\text{Cu} + {}^{12}\text{C}$ при энергии бомбардировки $E_{\text{lab}} = 12,6$ МэВ/нуклон. Экспериментальные данные (квадраты) взяты из работы [37]

столкновения, $E_{\text{lab}} = 8,52$ и $11,37$ МэВ/нуклон (рис. 5). Максимальный угловой момент $J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 42$ определяется критическим угловым моментом в обеих реакциях. Для сравнения модель Басса [119] дает $J_{\text{max}} = 43$ и 47 при $E_{\text{lab}} = 8,52$ и $11,37$ МэВ/нуклон соответственно [38]. Согласие между расчетным и экспериментальным [38] Z -распределениями является достаточно хорошим для обеих энергий. Четно-нечетные эффекты ярко выражены в зарядовых распределениях для легких фрагментов, хотя энергии возбуждения составного ядра достаточно большие, $E_{\text{CN}}^*(J = 0) = 94,6$ и $124,2$ МэВ. На рис. 5 виден сильный рост абсолютных сечений с уве-

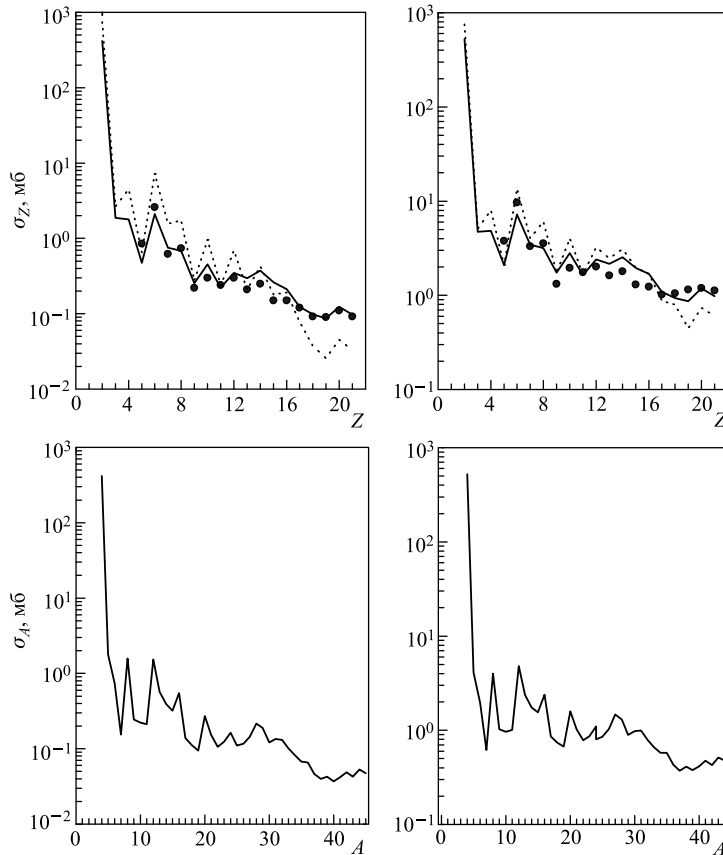


Рис. 5. Расчетные зарядовые (верхняя часть) и массовые (нижняя часть) распределения продуктов реакции $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 8,52$ МэВ/нуклон (слева) и $11,37$ МэВ/нуклон (справа). Экспериментальные данные (кружки) взяты из работы [38]. Зарядовые распределения, рассчитанные с помощью (23), показаны пунктирными линиями

личением 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.

Расчетные массовые распределения и изотопические распределения продуктов реакции $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при энергиях $E_{\text{lab}} = 8,52$ и $11,37$ МэВ/нуклон приведены на рис. 5 и 6 соответственно. Можно увидеть, что при большей энергии изотопические распределения легких фрагментов становятся шире, но положения максимумов остаются почти неизменными. Зависимость средней полной кинетической энергии (ТКЕ)

$$\text{ТКЕ}(Z) = \sum_{A, J=0}^{J_{\text{max}}} \left[U(R_b, Z, A, J=0) + \frac{\hbar^2 f J(J+1)}{2\mu R_b^2} \right] \frac{\sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}, J)}{\sigma_Z(E_{\text{cm}})},$$

$$f = \frac{0,85\mu R_m^2}{\Im(R_m, A, \beta_1, \beta_2)},$$

(19)

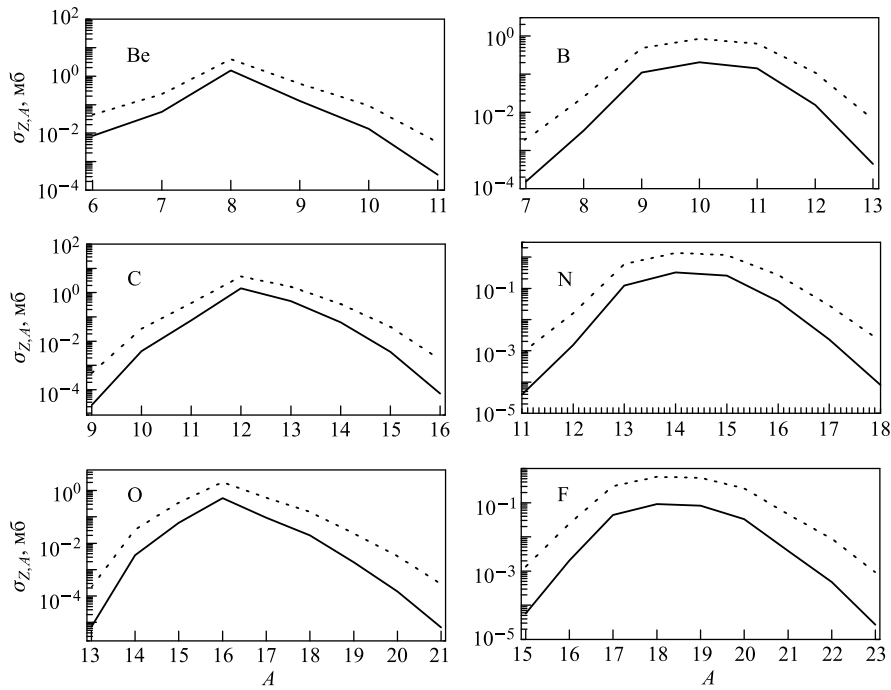


Рис. 6. Расчетные изотопические распределения продуктов реакции $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 8,52$ (сплошные линии) и $11,37$ (пунктирные) МэВ/нуклон

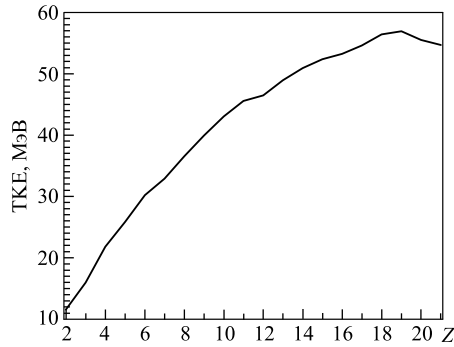


Рис. 7. Средняя полная кинетическая энергия фрагментов распада в реакции $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 8,52$ МэВ/нуклон

фрагментов бинарного распада от зарядовой асимметрии представлена на рис. 7 для реакции $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 8,52$ МэВ/нуклон. Средняя ТКЕ растет глобально с ростом $Z \times Z_2$, что отражает закон кулоновского взаимодействия фрагментов на барьере.

На рис. 8 представлены рассчитанные зарядовые и массовые распределения продуктов реакции $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 9,31$ и $12,94$ МэВ/нуклон. Здесь $J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 45$ и $E_{\text{CN}}^*(J = 0) = 102,9$

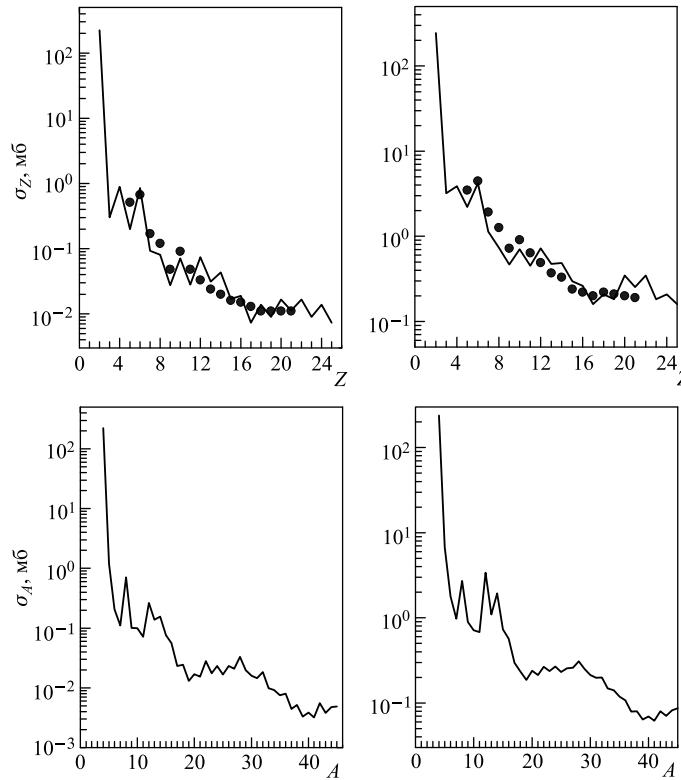


Рис. 8. Расчетные зарядовые (верхняя часть) и массовые (нижняя часть) распределения продуктов реакции $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 9,31$ (слева) и $12,94$ (справа) МэВ/нуклон. Экспериментальные данные (кружки) взяты из работы [38]

и 141,1 МэВ для составного ядра ^{98}Mo . Видно, что выход кластеров растет с увеличением энергии возбуждения. Наш метод позволяет сделать количественное предсказание зарядового распределения с четно-нечетной структурой.

Сравнивая на рис. 5 и 8 результаты 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, 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 вероятности вылета нейтронов из нейтронодефицитного 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. 2).

Для реакций $^{78}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 8,52$ МэВ/нуклон и $^{86}\text{Kr} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 9,31$ МэВ/нуклон зависимости средней энергии возбуждения

$$E_L^*(Z) = \sum_{A, J=0}^{J_{\text{max}}} E_L^*(Z, A, J) \frac{\sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}, J)}{\sigma_Z(E_{\text{cm}})} \quad (20)$$

и среднего спина

$$J_L(Z) = \sum_{A, J=0}^{J_{\text{max}}} J_L(Z, A, J) \frac{\sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}, J)}{\sigma_Z(E_{\text{cm}})}, \quad (21)$$

$$J_L(Z, A, J) = \frac{0,85 \Im_1 J}{\Im(R_m, A, \beta_1, \beta_2)}, \quad (22)$$

как функции Z первичных легких фрагментов представлены на рис. 9.

Результаты расчетов показывают, что для первичных легких ядер с $Z \lesssim 10$ энергия возбуждения меньше, чем энергия отрыва нейтрона, и эти ядра не распадаются далее. Для симметричной фрагментации продукты распада имеют энергию возбуждения и спин около 20 МэВ и 5 соответственно, что достаточно для эмиссии нескольких легких частиц из этих фрагментов.

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. что система прямо переваливает кулоновский барьер $U(R_b, Z, A, J)$ бинарного распада, то сечение вылета тяжелого кластера из возбужденной ядерной системы выражается следующим образом:

$$\sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}) = \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} \sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J) W_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J), \quad (23)$$

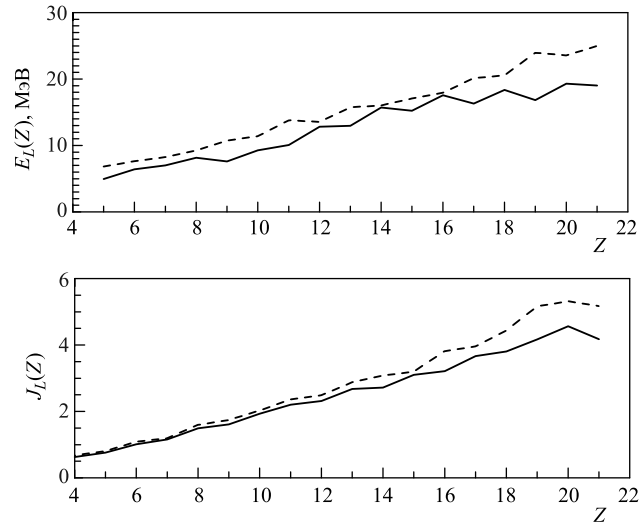


Рис. 9. Средние энергии возбуждения (вверху) и спины (внизу) первичных продуктов реакций $^{78}\text{Kr}(E_{\text{lab}} = 8,52 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{12}\text{C}$ (сплошные линии) и $^{86}\text{Kr}(E_{\text{lab}} = 9,31 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{12}\text{C}$ (штриховые)

где

$$W_{Z,A}(E_{\text{CN}}^*, J) = \frac{\exp[-U(R_b, Z, A, J)/T_{\text{CN}}(J)]}{\sum_{Z',A'} \exp[-U(R_b, Z', A', J)/T_{\text{CN}}(J)]} = \frac{\exp[-[U(R_m, Z, A, J) + B_R^{\text{qf}}(Z, A, J)]/T_{\text{CN}}(J)]}{\sum_{Z',A'} \exp[-[U(R_m, Z', A', J) + B_R^{\text{qf}}(Z', A', J)]/T_{\text{CN}}(J)]} \quad (24)$$

— вероятность эмиссии данного кластера. На рис. 5 сравниваются сечения выхода кластеров, рассчитанные по формулам (15) и (24). Можно увидеть, что двухшаговый механизм вылета сложных фрагментов является более реалистическим, чем одношаговый механизм. Разница между результатами этих двух методов уменьшается с ростом энергии возбуждения составного ядра.

2. РОЛЬ УГЛОВОГО МОМЕНТА, АСИММЕТРИИ, N/Z ОТНОШЕНИЯ И ЭНЕРГИИ БОМБАРДИРОВКИ ВХОДНОГО КАНАЛА В ЭМИССИИ СЛОЖНЫХ ФРАГМЕНТОВ

2.1. Роль углового момента. Как уже было отмечено, 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 по координате 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 ($E_{\text{CN}}^*(J=0) = 80$ МэВ, $J_{\text{max}} = J_{\text{cr}} = 38$) и ^{110}Sn ($E_{\text{CN}}^*(J=0) = 95,6$ 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. 10. Сравнивая управляющие потенциалы для этих ре-

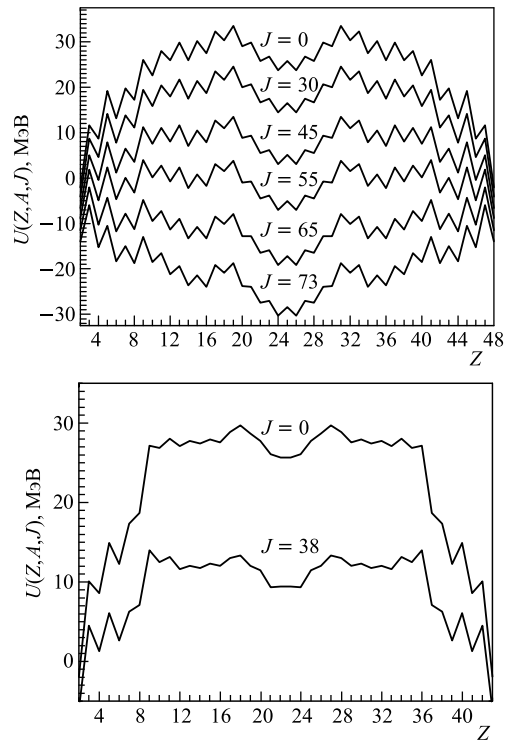


Рис. 10. Управляющие потенциалы при различных значениях углового момента для реакций $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$ (внизу) и $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$ (вверху)

акций, можно прийти к выводу, что четно-нечетные эффекты уменьшаются с увеличением N/Z отношения системы. На рис. 10 также можно увидеть, что угловой момент системы сильно меняет форму управляющего потенциала и тем самым предопределяет механизм реакции. В случае $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$ при $J < J_0 = 50 \leq J_{\text{max}}$ конфигурация составного ядра является энергетически более выгодной, чем любая конфигурация ДЯС (рис. 10). 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 распадов. Испарительные остатки являются доминирующими продуктами в этих реакциях. При больших парциальных волнах $J_0 = 50 \leq J \leq J_{\text{max}}$ 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 механизма 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. 11 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 [47] 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 вид $1/\sin(\theta_{\text{cm}})$ [47]. В этом случае экспериментальные данные работы [47] 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. 11 видно, что расчетные сечения $\sigma_Z(E_{\text{cm}})$ для этих реакций находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [47]. 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

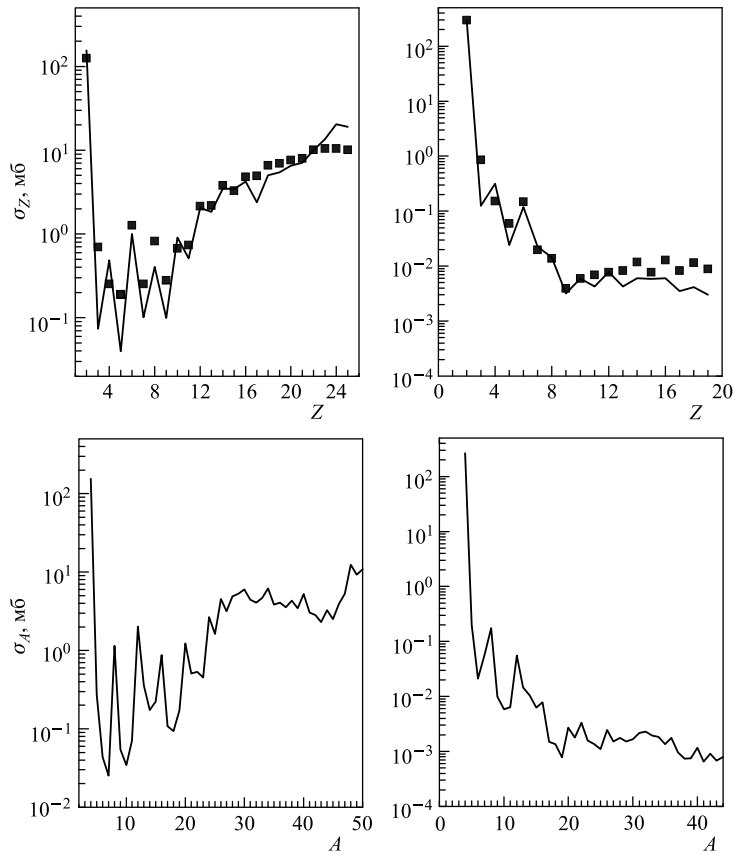


Рис. 11. Расчетные зарядовые (верхняя часть) и массовые (нижняя часть) распределения продуктов реакций $^{93}\text{Nb}(E_{\text{lab}} = 8,4 \text{ МэВ/нуклон}) + ^9\text{Be}$ (справа) и $^{45}\text{Sc}(E_{\text{lab}} = 4,44 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{65}\text{Cu}$ (слева). Экспериментальные данные [47] показаны квадратами

возбуждения 10–30 МэВ и спин 3–8. Эти первичные продукты испускают исключительно легкие частицы (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

$$\sigma_Z(E_{\text{cm}}, J) = \sum_A \sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}, J) \quad (25)$$

образования сложных фрагментов с четным Z от углового момента J представлена на рис. 12. 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

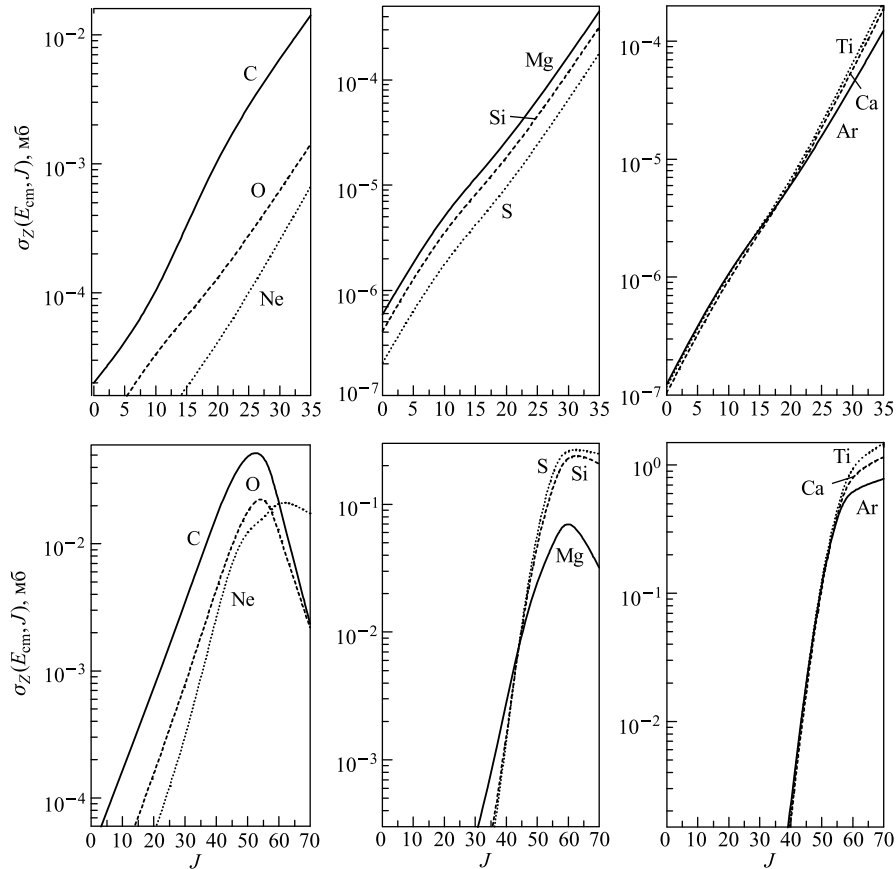


Рис. 12. Расчетные парциальные сечения образования указанных ядер в реакциях $^{93}\text{Nb}(E_{\text{lab}} = 8,4 \text{ МэВ/нуклон}) + ^9\text{Be}$ (верхняя часть) и $^{45}\text{Sc}(E_{\text{lab}} = 4,44 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{65}\text{Cu}$ (нижняя часть)

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 различия моментов инерции этих конфигураций (рис. 10). При $J = 0$ ($J = J_{\max}$) 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 уравниваются. Таким образом, угловой момент 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}Si (5,7 МэВ/нуклон) + ^{96}Zr и ^4He (26 МэВ/нуклон) + ^{130}Te $J_{\max} = J_{\text{cr}} = 68$ и $J_{\max} = J_{\text{cr}} = 22$ соответственно и энергии возбуждения образовавшихся составных ядер $^{124,134}\text{Xe}$ одинаковы, $E_{\text{CN}}^*(J = 0) = 104$ МэВ.

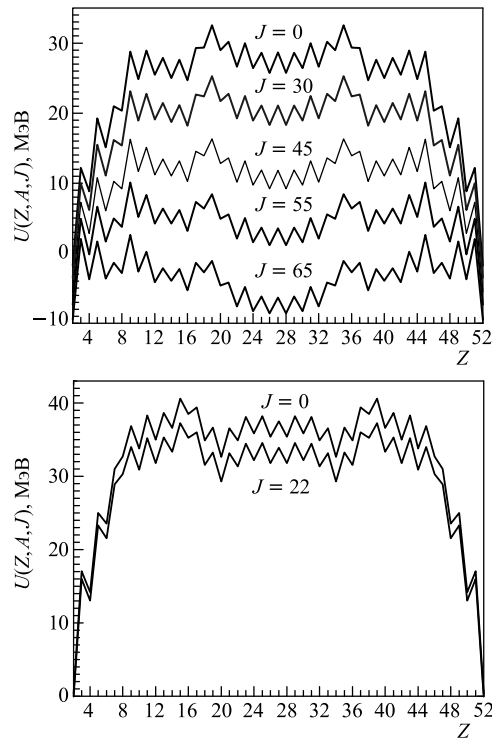


Рис. 13. То же самое, что и на рис. 10, но для реакций $^{28}\text{Si} + ^{96}\text{Zr}$ (вверху) и $^4\text{He} + ^{130}\text{Te}$ (внизу)

Для системы $^{28}\text{Si} + ^{96}\text{Zr}$ потенциальные энергии конфигураций составного ядра и симметричной ДЯС уравниваются при $J_0 = 57$ (рис. 13). Так как $J_0 < J_{\max}$ ($J_0 > J_{\max}$) 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 двух реакций сильно отличаются (рис. 14). 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 сравнения рис. 10 и 13 видно, что управляющий потенциал в случае системы $^{45}\text{Sc} + ^{65}\text{Cu}$ имеет более глубокий минимум в области симметричных конфигураций ДЯС.

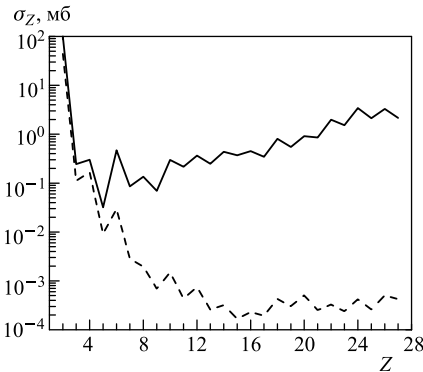


Рис. 14. Предсказанные зарядовые распределения продуктов реакций ^{28}Si ($E_{\text{lab}} = 5,7$ МэВ/нуклон) + ^{96}Zr (сплошная линия) и ^4He ($E_{\text{lab}} = 26$ МэВ/нуклон) + ^{130}Te (штриховая)

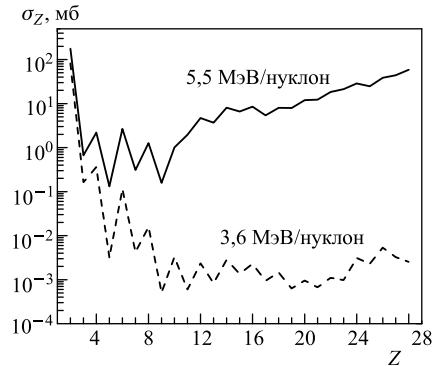


Рис. 15. Расчетные зарядовые распределения продуктов реакции $^{40}\text{Ca} + ^{82}\text{Kr}$ при $E_{\text{lab}} = 3,6$ МэВ/нуклон (штриховая линия) и при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон (сплошная)

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, $J_{\max} = J_{\text{kin}} = 32$) и $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон ($E_{\text{CN}}^*(J=0) = 105$ МэВ, $J_{\max} = J_{\text{cr}} = 75$), ведущей к образованию составного ядра ^{122}Ba , показаны на рис. 15. 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 последовательная эмиссия легких частиц из этих фрагментов не происходит при меньших энергиях и четно-нечетные эффекты не размываются. Таким образом, четно-нечетные эффекты зависят от энергии возбуждения системы и канала распада.

2.2. Роль нейтронного избытка системы. Ядро-ядерный потенциал (3) зависит от N/Z отношения сталкивающихся ядер. 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 большее число парциальных волн дает вклад в сечение захвата.

На второй стадии реакции вероятность образования конфигураций ДЯС уменьшается с увеличением нейтронного избытка в системе, так как с ростом N/Z потенциальная энергия ДЯС $U(R_m, Z, A, J)$ растет по отношению к энергии вращающегося составного ядра. Управляющий потенциал (2) становится более гладкой функцией от Z , и поэтому четно-нечетные эффекты ослабевают.

На стадии распада системы N/Z отношение влияет на конкуренцию каналов распада, так как с ростом N/Z барьеры бинарных распадов B_R^{qf} растут, а энергии отрыва нейтронов составного ядра уменьшаются.

Чтобы продемонстрировать эти эффекты на конкретных примерах, рассмотрим реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{lab} = 5,5$ МэВ/нуклон ($J_{max} = J_{cr} = 73$) и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{lab} = 5,5$ МэВ/нуклон ($J_{max} = J_{cr} = 75$), ведущие к составным ядрам ^{118}Ba ($E_{CN}^*(J=0) = 98,5$ МэВ) и ^{122}Ba ($E_{CN}^*(J=0) = 107$ МэВ) соответственно. На рис. 16 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 J . 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 в обеих реакциях максимальный кинематический угловой момент J_{max}^{kin} больше, чем критический угловой момент J_{cr} , сечения захвата определяются критическими угловыми моментами. С увеличением N/Z отношения управляющий потенциал растет по отношению к составному ядру, что делает образование конфигураций ДЯС менее вероятным.

Предсказания нашей модели для сечений $\sigma_Z(E_{cm})$ образования конечных продуктов реакций $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{lab} = 5,5$ МэВ/нуклон подтвердились в экспериментах, проведенных в исследовательском центре GANIL (Франция) [12, 13, 50] (рис. 17). 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 . Расчетные выходы продуктов около симметрии близки к экспериментальным, но в области $Z = 18-24$ наша модель недооценивает сечения в 2-3 раза. Причина

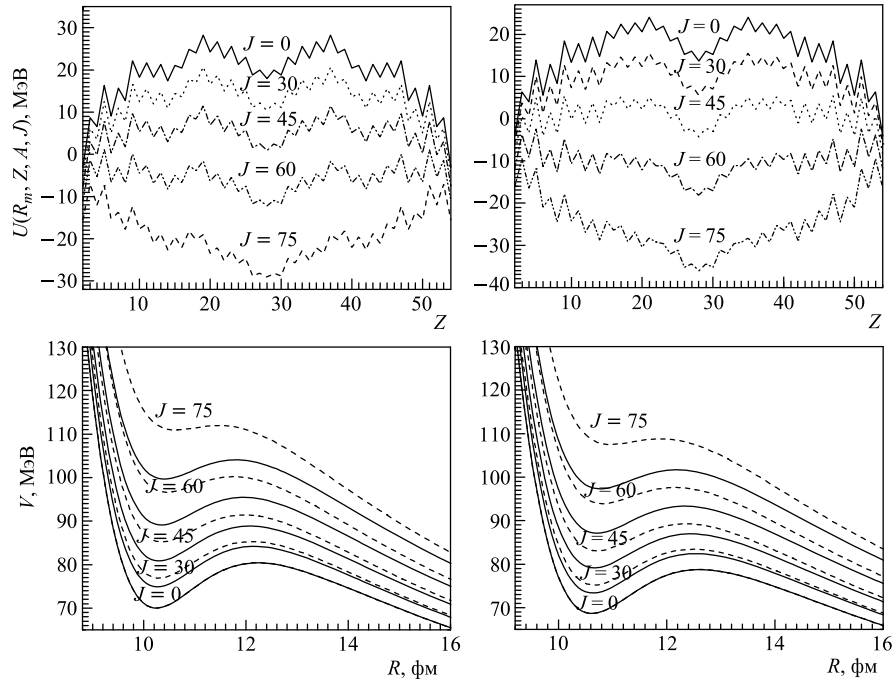


Рис. 16. Справа: зависимости ядро-ядерного потенциала V от R (нижняя часть) во входном (штриховые линии) и выходном (сплошные) каналах и потенциальной энергии $U(R_m, Z, A, J)$ ДЯС от зарядового числа Z одного из ядер ДЯС (верхняя часть) для реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при угловых моментах $J = 0, 30, 45, 60$ и 75 . Слева: то же для реакции $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$

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 нейтронодефицитном 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 (рис. 18).

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 экспериментальными связаны с недооценкой сечений для ядер с нечетными Z , таких как N и F. Выходы четных ядер C и O хорошо согласуются с экспериментальными данными. Так как парная энергия (энергия возбуждения) легкого ядра ДЯС уменьшается

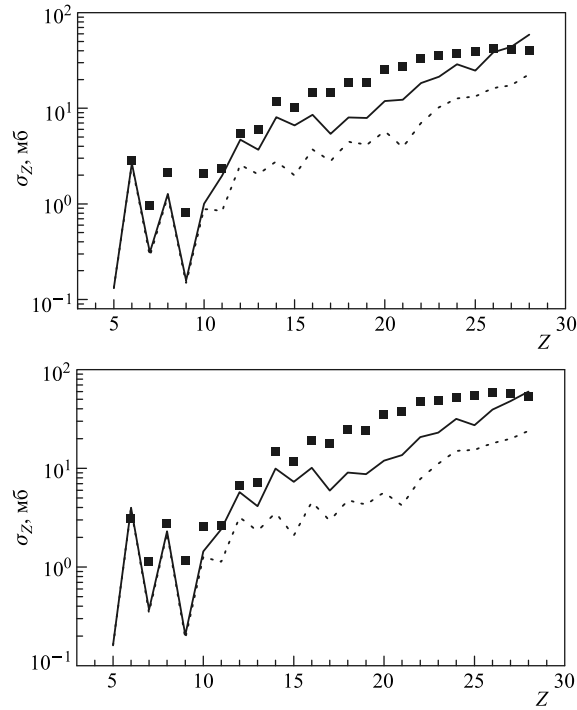
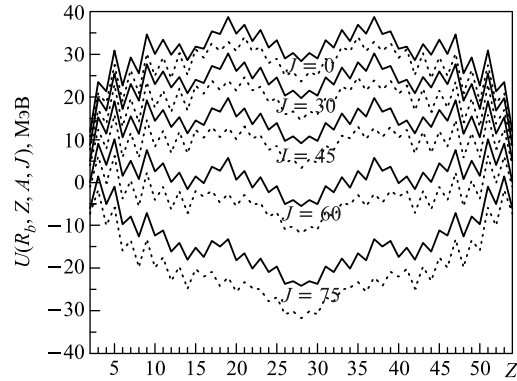


Рис. 17. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные [12, 13, 50] (символы) зарядовые распределения продуктов реакций $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (внизу) и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (вверху) при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон. Для демонстрации чувствительности расчетов к J_{max} зарядовые распределения 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

Рис. 18. Потенциальная энергия ДЯС $U(R_b, Z, A, J)$ на кулоновском барьере ядро-ядерного потенциала как функция зарядового числа Z одного из ядер ДЯС при различных значениях углового момента J . Рассмотрены системы $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (пунктирные линии) и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (сплошные)



(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 на рис. 17 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.

Зависимости парциальных сечений $\sigma_Z(E_{\text{cm}}, J)$ от углового момента J для сложных фрагментов с четными Z представлены на рис. 19. В реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ ($^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$) большая часть выходов ядер С, О и Ne приходится на угловые моменты $J \approx 45 \approx J_0$ ($J \approx 50 \approx J_0$). Это означает, что все бинарные распады с этими сложными фрагментами возникают как от распада возбужденного составного ядра, так и от процесса квазиделения. Максимум выхода ядер Mg, Si, S, Ca, Ti, Cr, Fe и Ni наблюдается при $J \approx J_{\max}$. Процесс квазиделения является доминирующим механизмом образования этих тяжелых фрагментов.

Для понимания отличия парциальных сечений для разных тяжелых фрагментов рассмотрим эмиссию С и Fe в реакциях $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. При $J \approx J_0$ выходы этих фрагментов имеют почти одинаковые значения. С ростом углового момента от J_0 до J_{\max} выход ядра углерода уменьшается, а выход ядра железа увеличивается, так как разница потенциальных энергий ДЯС с ядром углерода и ДЯС с ядром железа уменьшается с ростом J из-за различия моментов инерции этих конфигураций (рис. 20). При $J = 0$ конфигурация ДЯС с ядром углерода является энергетически более выгодной, чем конфигурация ДЯС с ядром железа. При $J \approx J_0$ их потенциальные энергии уравниваются, а при $J > J_0$ конфигурация ДЯС с ядром железа становится энергетически более выгодной, чем конфигурация ДЯС с ядром углерода. Таким образом, угловой момент системы сильно влияет на конкуренцию каналов распада. Доминирующий механизм реакции (полное слияние или квазиделение) в основном определяется максимальным угловым моментом начальной ДЯС.

На рис. 21 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 нейтронодефицитных продуктов реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при такой же энергии бомбардировки [50]. 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

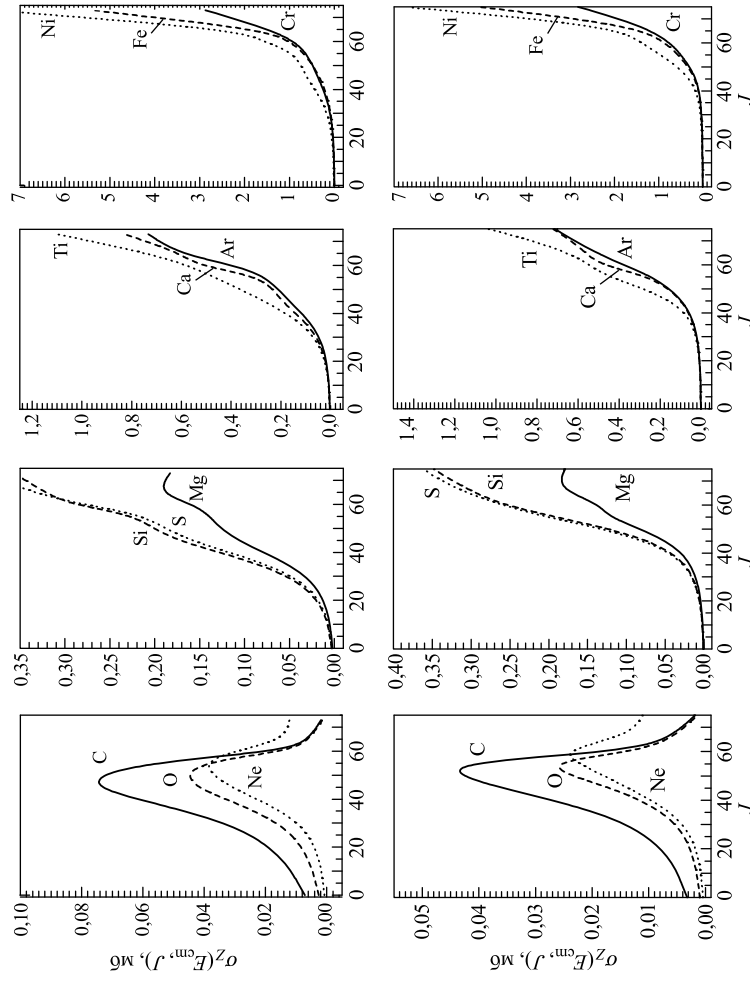


Рис. 19. Зависимости парциальных сечений эмиссии указанных ядер от углового момента в реакциях $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (верхняя часть) и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (нижняя часть) при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон

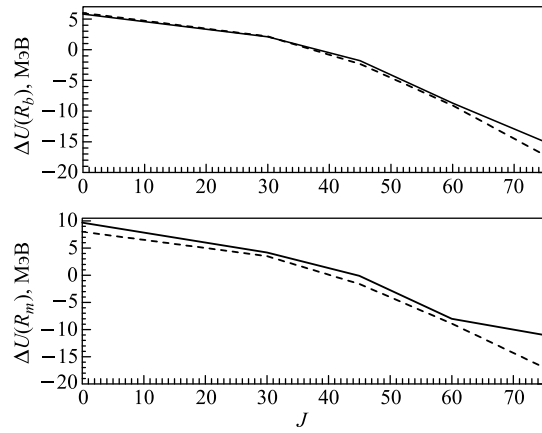


Рис. 20. Зависимости разности потенциальных энергий конфигураций ДЯС с ядрами углерода ($Z = 6$, $A = 12$) и железа ($Z = 26$, $A = 56$) при $R = R_m$ (внизу) и $R = R_b$ (вверху) от J для реакций $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (штриховые линии) и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (сплошные)

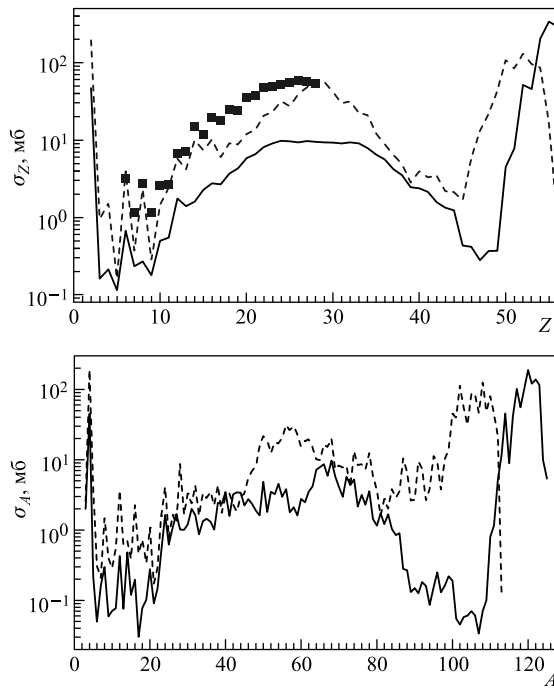


Рис. 21. Расчетные зарядовые и массовые распределения продуктов реакций $^{92}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (сплошные линии) и $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (штриховые) при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон. Квадратами показаны экспериментальные данные [50]

полного слияния становится энергетически невыгодным и конечные продукты образуются в процессе квазиделения. На рис. 21 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 нейтронообогащенной системы распределение является более плоским. Зарядовые распределения испарительных остатков смещаются в сторону меньших значений Z для нейтронодефицитной 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 $N = Z$.

Следует отметить, что расчетные результаты для средней полной кинетической энергии фрагментов распада в реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными [120] (рис. 22).

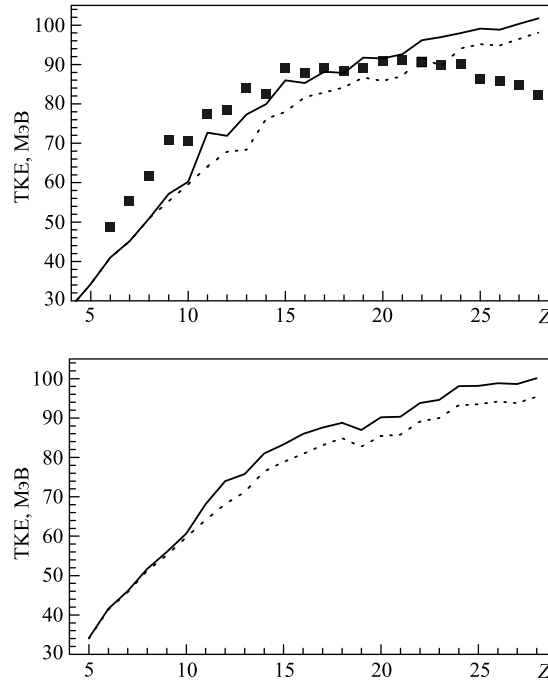


Рис. 22. Средние полные кинетические энергии фрагментов в реакциях $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (внизу) и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (вверху) при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон. Расчетные результаты при $J_{\text{max}} = 65$ (67) в реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ ($^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$) показаны пунктирной линией. Квадратами показаны экспериментальные данные [120]

Средняя полная кинетическая энергия следует значению соответствующих кулоновских барьеров и глобально растет с ростом $Z_1 \times Z_2$.

2.3. Роль асимметрии входного канала и энергии бомбардировки. В нашей модели асимметрия входного канала и энергия возбуждения начальной ДЯС сильно влияют на величину сечения образования сложных фрагментов. Для асимметричной системы потенциальный карман является более глубоким, но быстрее исчезает с ростом углового момента, чем для более симметричной системы. 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 формирование и распад ДЯС сильно зависит от углового момента системы, 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 $J = 0$. В реакциях $^{86}\text{Kr} + ^{48}\text{Ca}$ и $^{122}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$ $J_{\text{max}} = 88$ и 47 соответственно. Так как $J_0 \approx 70$ для этих систем (рис. 23), то в реакции $^{122}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$ ($J_{\text{max}} < J_0$) симметричные фрагменты должны образоваться с меньшей вероятностью, чем в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{48}\text{Ca}$ ($J_{\text{max}} > J_0$).

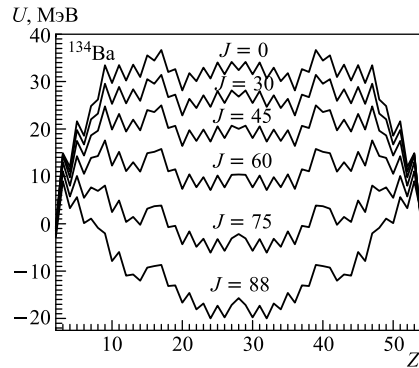


Рис. 23. Управляющие потенциалы для составного ядра ^{134}Ba при различных значениях углового момента $J = 0, 30, 45, 60, 75$ и 88

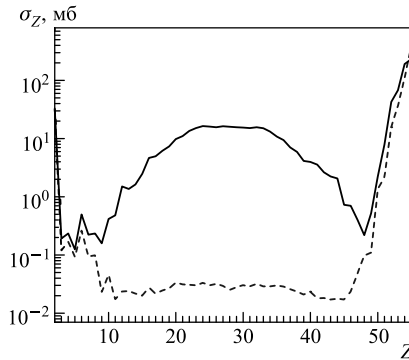


Рис. 24. Расчетные зарядовые распределения продуктов реакций $^{86}\text{Kr} + ^{48}\text{Ca}$ (сплошная линия) при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон и $^{122}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$ (штриховая) при $E_{\text{lab}} = 12,0$ МэВ/нуклон

На рис. 24 показаны расчетные 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 реакции

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

Эволюция формы зарядовых распределений конечных продуктов реакции с ростом асимметрии входного канала и энергии возбуждения (бомбардировки) демонстрируется также в реакциях $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$ при $E_{\text{lab}} = 8,4, 11,4, 18$ МэВ/нуклон, $^{93}\text{Nb} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 11,4, 18$ МэВ/нуклон, $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ при $E_{\text{lab}} = 11,4, 18$ МэВ/нуклон, $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ при $E_{\text{lab}} = 5,9, 10,6$ МэВ/нуклон, $^{86}\text{Kr} + ^{63}\text{Cu}$ при $E_{\text{lab}} = 5,65, 6,4, 7,44$ МэВ/нуклон, $^{139}\text{La} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{lab}} = 14,7, 18$ МэВ/нуклон и $^{139}\text{La} + ^{27}\text{Al}$ при $E_{\text{lab}} = 14,7, 18$ МэВ/нуклон (рис. 25–27).

С уменьшением асимметрии входного канала выходы симметричных фрагментов увеличиваются, так как J_{max} растет из-за роста критического углового момента J_{cr} , и процесс квазиделения становится более вероятным (рис. 25). Форма зарядового распределения меняется, когда J_{max} становится больше, чем J_0 для данной реакции.

С ростом энергии возбуждения зарядовое распределение становится более плоским и зарядовое распределение испарительных остатков смещается в сторону меньших Z (рис. 26 и 27). На рис. 25–27 расчетные сечения $\sigma_Z(E_{\text{cm}})$

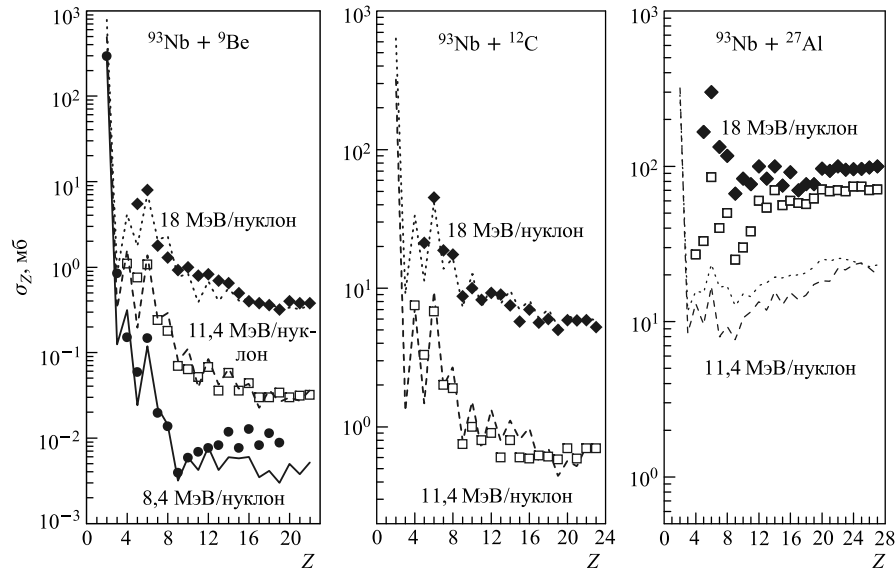


Рис. 25. Расчетные зарядовые распределения (линии) продуктов реакций $^{93}\text{Nb} + ^9\text{Be}$, ^{12}C , ^{27}Al при указанных энергиях бомбардировки. Экспериментальные данные [39] показаны символами

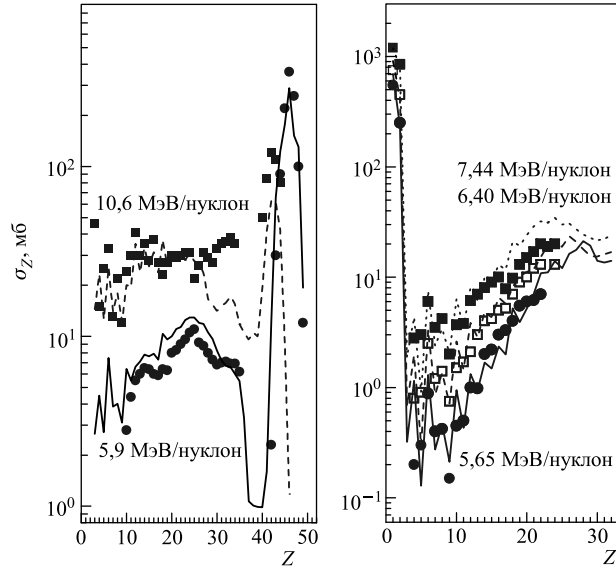


Рис. 26. Расчетные зарядовые распределения (линии) продуктов реакций $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ (слева) и $^{86}\text{Kr} + ^{63}\text{Cu}$ (справа) при указанных энергиях бомбардировки. Экспериментальные данные [41, 43] показаны символами

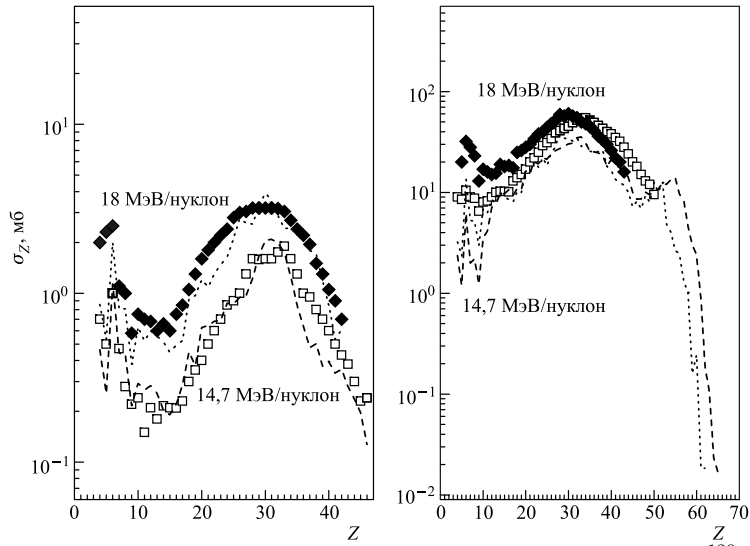


Рис. 27. Расчетные зарядовые распределения (линии) продуктов реакций $^{139}\text{La} + ^{12}\text{C}$ (слева), $^{139}\text{La} + ^{27}\text{Al}$ (справа) при указанных энергиях бомбардировки. Экспериментальные данные [121] показаны символами

находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [39, 41, 43, 47, 121] для асимметричных и более симметричных реакций, кроме реакции $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$. Однако наша модель хорошо воспроизводит относительные выходы сложных фрагментов в последней реакции. Для того чтобы описать абсолютные экспериментальные сечения [39] в реакции $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$, мы должны предположить нереалистично большой максимальный угловой момент, $J_{\text{max}} = 110$ при $E_{\text{lab}} = 11,4$ МэВ/нуклон и $J_{\text{max}} = 132$ при $E_{\text{lab}} = 18$ МэВ/нуклон. В наших же расчетах $J_{\text{max}} = J_{\text{сг}} = 66$ для обеих энергий. Отметим, что экспериментальные сечения в реакции $^{93}\text{Nb} + ^{27}\text{Al}$ в 4 раза больше, чем в похожей реакции $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$, и сечения симметричных фрагментов в 2 раза больше, чем в реакции $^{139}\text{La} + ^{27}\text{Al}$, при одинаковых энергиях бомбардировки. Последнее противоречит другим экспериментальным и теоретическим выводам, так как известно, что барьеры деления ядер глобально уменьшаются с ростом зарядового и массового чисел.

На рис.28 и 29 представлены изотопические распределения конечных продуктов реакции $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ при энергиях бомбардировки 10,6 и 5,9 МэВ/нуклон. Из рисунков видно, что расчетные максимумы изотопиче-

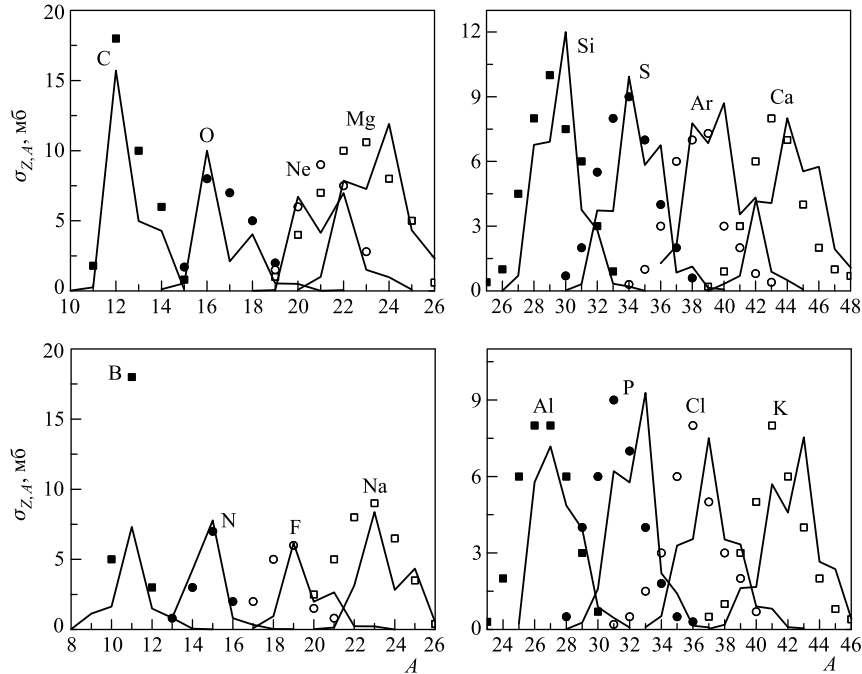


Рис. 28. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные [41] (символы) изотопические распределения указанных продуктов реакции $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ при $E_{\text{lab}} = 10,6$ МэВ/нуклон

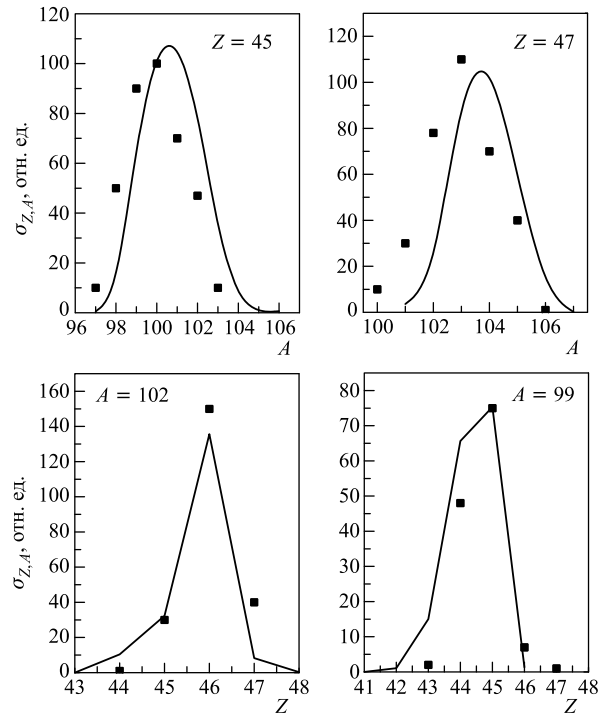


Рис. 29. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные [122] (символы) изотопические распределения ядер-остатков с $Z = 45$ и 47 (верхняя часть) и зарядовые распределения ядер-остатков с $A = 102$ и 99 (нижняя часть) в реакции $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ при $E_{\text{lab}} = 5,9$ МэВ/нуклон. Результаты показаны в относительных единицах

ских распределений для легких ядер совпадают с экспериментальными, а для более тяжелых фрагментов расчетные максимумы изотопических распределений смещены на 1–2 единицы в сторону больших масс относительно экспериментальных максимумов. Таким образом, модель достаточно хорошо описывает изотопические распределения продуктов реакции $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ при двух разных энергиях. Модель также хорошо воспроизводит формы и максимумы массового (рис. 30) и зарядового (рис. 29) распределений испарительных остатков.

Сравнение расчетных массовых распределений для реакций ^{20}Ne ($E_{\text{lab}} = 7,5$ МэВ/нуклон) + ^{181}Ta , ^{20}Ne ($E_{\text{lab}} = 9,0$ МэВ/нуклон) + ^{181}Ta , ^{48}Ca ($E_{\text{lab}} = 4,65$ МэВ/нуклон) + ^{144}Sm и ^{48}Ca ($E_{\text{lab}} = 4,2$ МэВ/нуклон) + ^{154}Sm с экспериментальными данными дается на рис. 31 и 32. Форма массового распределения хорошо воспроизводится нашей моделью. В расчетных массовых

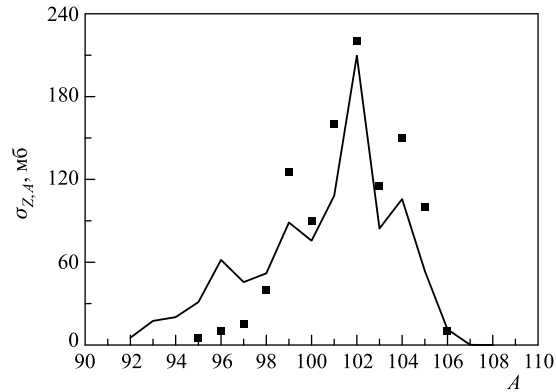


Рис. 30. Расчетное (сплошная линия) и экспериментальное [122] (символы) массовое распределение испарительных остатков в реакции $^{84}\text{Kr} + ^{27}\text{Al}$ при $E_{\text{lab}} = 5,9$ МэВ/нуклон

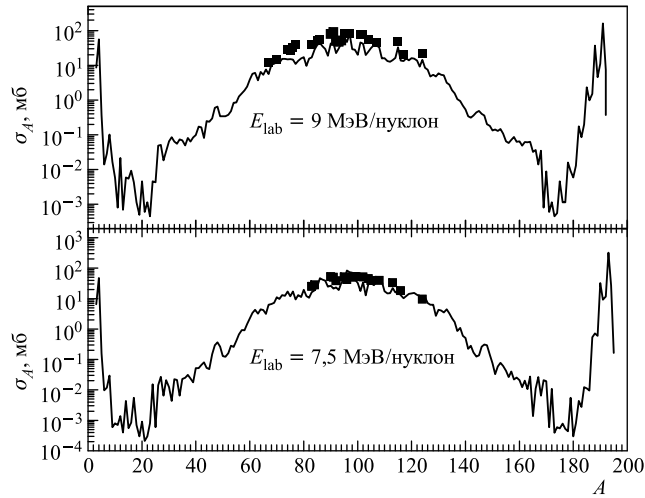


Рис. 31. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные [123] (символы) массовые распределения продуктов реакции $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ при указанных энергиях

распределениях наблюдаются осцилляции в отличие от экспериментальных данных. Это может быть связано с неточностью экспериментального измерения масс ядер. В нашей модели осцилляции возникают из-за того, что изотопические распределения конечных продуктов реакции для соседних ядер не сильно перекрываются.

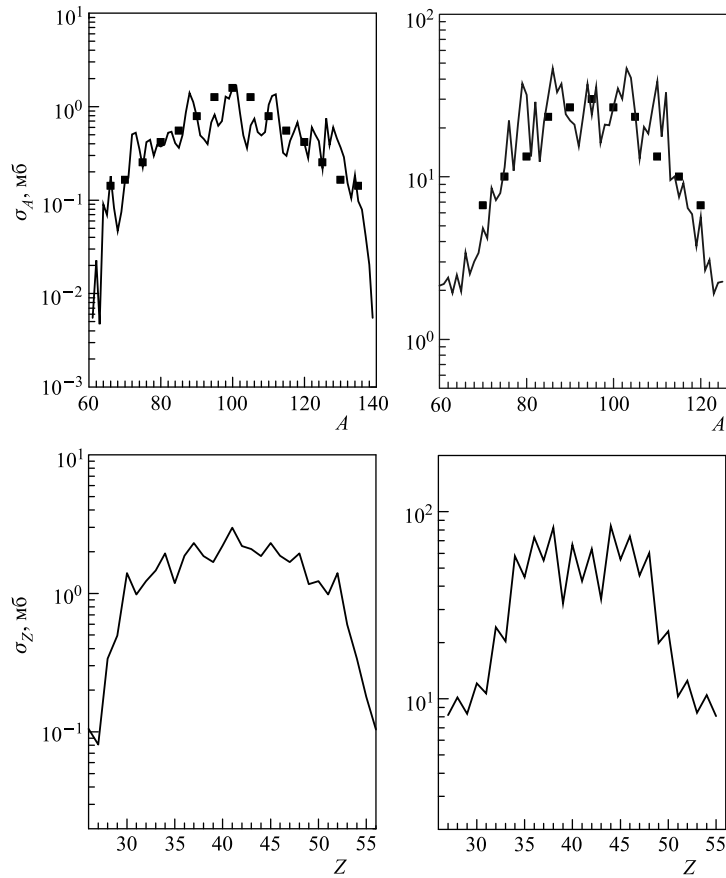


Рис. 32. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные [51] (квадраты) массовые распределения продуктов реакций $^{48}\text{Ca}(E_{\text{lab}} = 4,65 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{144}\text{Sm}$ (справа) и $^{48}\text{Ca}(E_{\text{lab}} = 4,2 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{154}\text{Sm}$ (слева). Экспериментальные выходы масс нормированы на теоретические сечения

На рис. 33 видно, что результаты нашей модели для реакции $^{20}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ находятся в хорошем согласии с измеренными изотопическими распределениями ядер Rb, Y, Rh. Это указывает на то, что при формировании конфигураций ДЯС устанавливается N/Z равновесие.

Изучено также влияние энергии бомбардировки на образование конечных продуктов распада в реакциях $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$. Для реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ при энергиях бомбардировки 6,25 и 10 МэВ/нуклон максимальный угловой момент в процессе захвата $J_{\text{max}} = 71$ и энергии возбуждения

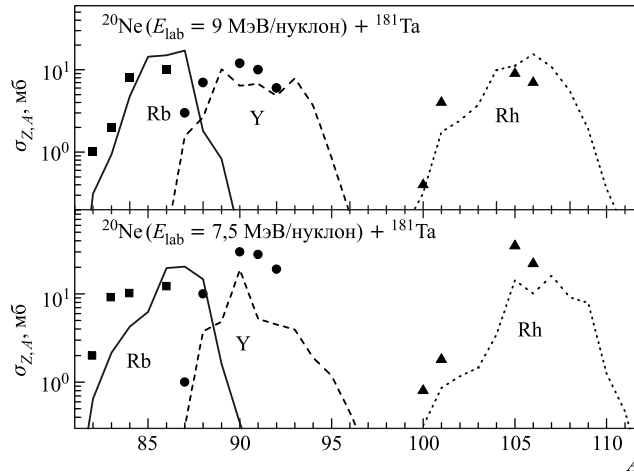


Рис. 33. Расчетные (линии) и экспериментальные [123] (символы) выходы указанных ядер Rb, Y и Rh

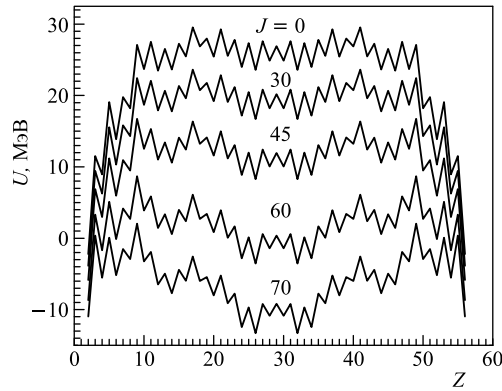


Рис. 34. То же, что и на рис. 23, но для реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ при $J = 0, 30, 45, 60$ и 70

составных ядер $E_{\text{CN}}^* = 122$ и 212 МэВ соответственно. Из рис. 34 видно, что $J_0 \approx 60$. С ростом энергии возбуждения максимумы зарядового распределения около симметричных фрагментов и испарительных остатков смещаются в сторону меньших Z (рис. 35). Сечения образования сложных фрагментов с $4 \leq Z \leq 12$ увеличиваются в 8 раз при увеличении энергии бомбардировки от 6,25 до 10 МэВ/нуклон.

В табл. 1 сравниваются расчетные множественности легких заряженных частиц, сечения образования испарительных остатков и симметричных фраг-

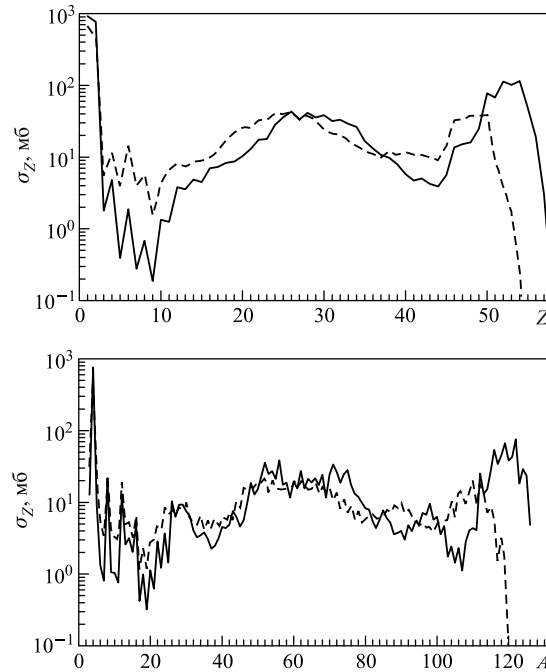


Рис. 35. Расчетные зарядовые и массовые распределения продуктов реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ при $E_{\text{lab}} = 6,25$ МэВ/нуклон (сплошные линии) и $E_{\text{lab}} = 10$ МэВ/нуклон (штриховые)

Таблица 1. Сравнение расчетных множественностей для протонов и α -частиц, испущенных из составного ядра (M_p^{CN} и M_α^{CN} соответственно) и из первичных симметричных фрагментов (M_p^{FF} и M_α^{FF} соответственно) с экспериментальными данными из работы [124] в реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ при $E_{\text{lab}} = 6,25$ МэВ/нуклон. Приведены интегральные сечения образования испарительных остатков σ_{ER} и симметричных фрагментов σ_{FF}

Данные	M_p^{CN}	M_α^{CN}	M_p^{FF}	M_α^{FF}	σ_{FF} , мб	σ_{ER} , мб
Эксп.	$0,9 \pm 0,14$	$0,56 \pm 0,09$	$0,055 \pm 0,007$	$0,038 \pm 0,005$	130 ± 13	828 ± 50
Теор.	0,99	0,83	0,2	0,11	298	620

ментов в реакции $^{32}\text{S}(6,25 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{100}\text{Mo}$ с соответствующими экспериментальными данными из работы [124]. Расчетные множественности из составного ядра хорошо согласуются с экспериментом. Так как множественности частиц связаны с соответствующими сечениями и расчетные сечения симметричных фрагментов в два раза больше, чем экспериментальные,

то наши предсказания множественности частиц из симметричных фрагментов переоценивают экспериментальные данные. Поэтому требуются дополнительные теоретические и экспериментальные исследования множественности частиц, чтобы различить продукты распада, соответствующие разным механизмам реакции. Зависимости выходов протонов и α -частиц из составного ядра и из первичных симметричных фрагментов от углового момента системы показаны на рис. 36. С ростом углового момента конфигурация составного ядра становится энергетически менее выгодной, чем конфигурации ДЯС, и поэтому выходы легких частиц из составного ядра уменьшаются. При $J > J_0$ выходы протонов и α -частиц из первичных симметричных продуктов становятся больше, чем выходы этих частиц из горячего составного ядра. На рис. 37 представлены расчетные множественности протонов и α -частиц из составного ядра и из фрагментов для реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ в зависимости от энергии бомбардировки. С ростом энергии бомбардировки от 3,5 до 5,5 МэВ/нуклон максимальный угловой момент системы J_{max} увеличивается от 18 до критического углового момента $J_{\text{cr}} = 71$, что приводит к росту вероятности квазиделения и деления. При дальнейшем увеличении энергии бомбардировки множественности протонов и α -частиц из фрагментов растут быстрее, чем множественности этих же частиц из составного ядра.

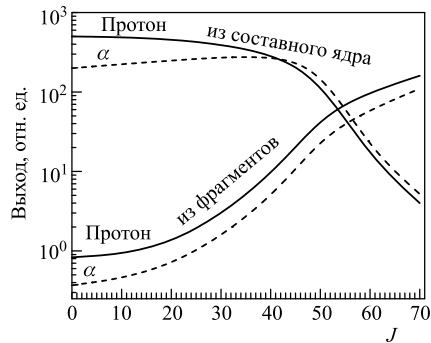


Рис. 36. Зависимости выходов (в относительных единицах) протонов (сплошные линии) и α -частиц (штриховые) из составного ядра и из первичных фрагментов от углового момента в реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ при $E_{\text{lab}} = 6,25$ МэВ/нуклон

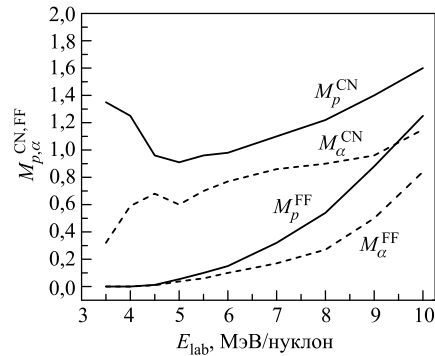


Рис. 37. Расчетные множественности протонов (сплошные линии) и α -частиц (штриховые) из составного ядра ($M_{p,\alpha}^{\text{CN}}$) и из фрагментов ($M_{p,\alpha}^{\text{FF}}$) в реакции $^{32}\text{S} + ^{100}\text{Mo}$ в зависимости от энергии бомбардировки

Для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$ множественности протонов и α -частиц из фрагментов становятся больше, чем множественности этих же частиц из составного ядра, при энергиях столкновения примерно 7,5–8,5 МэВ/нуклон

(рис. 38). Это связано с ростом вероятности квазиделения и слияния-деления, а также энергии возбуждения первичных фрагментов. С увеличением энергии бомбардировки, с одной стороны, множественности частиц увеличиваются из-за доступности энергии возбуждения, а с другой стороны, открывается большее число каналов и из-за этого уменьшаются множественности протонов и α -частиц из составного ядра при $E_{lab} > 8$ МэВ/нуклон. На рис. 39 и 40

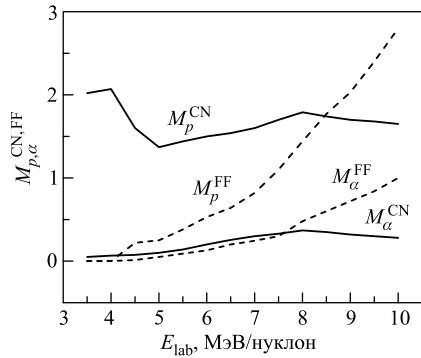


Рис. 38. То же, что и на рис.37, но для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$

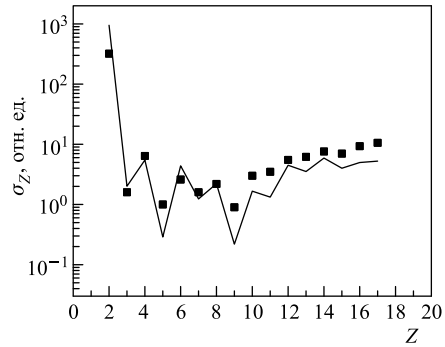


Рис. 39. Расчетное (сплошная линия) и экспериментальное [125] (символы) зарядовые распределения продуктов реакции $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$ при $E_{lab} = 285$ МэВ. Результаты показаны в относительных единицах

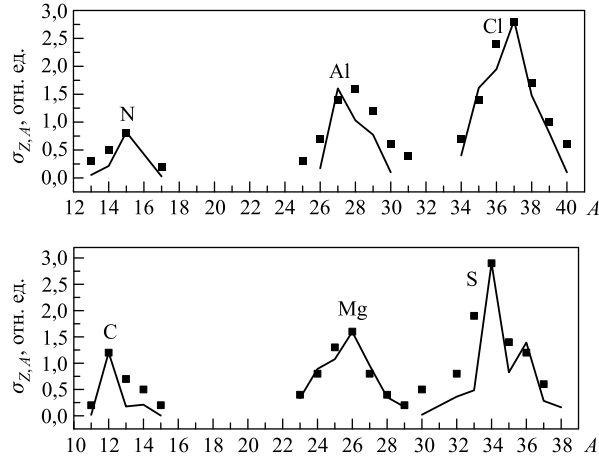


Рис. 40. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные [125] (символы) изотопические распределения указанных продуктов реакции $^{40}\text{Ar} + ^{\text{nat}}\text{Ag}$ при $E_{lab} = 285$ МэВ. Результаты показаны в относительных единицах

представлены также расчетные зарядовое распределение и изотопические распределения продуктов реакции $^{40}\text{Ar} + \text{nat}\text{Ag}$ при энергии бомбардировки 285 МэВ.

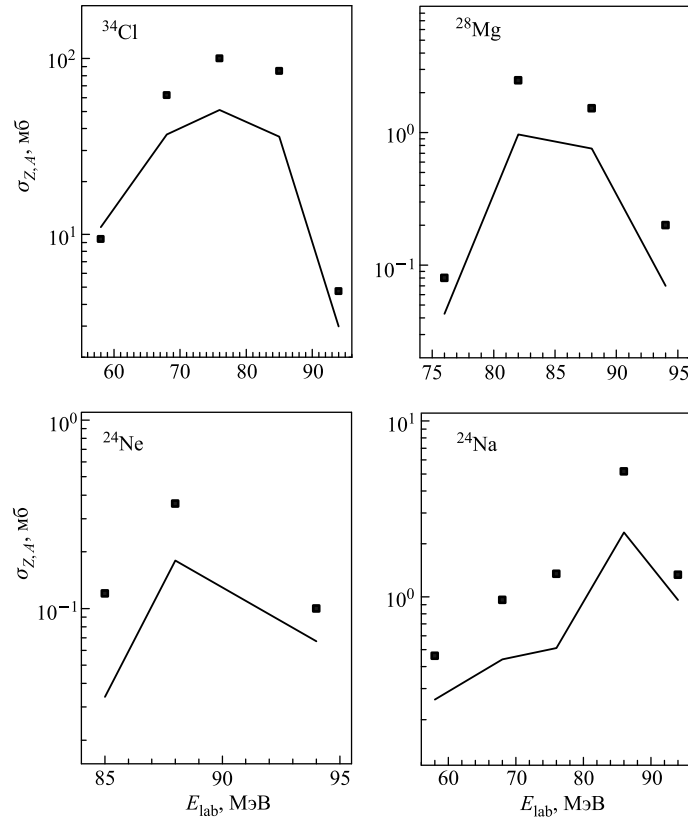


Рис. 41. Расчетные (линии) и экспериментальные [126] (символы) выходы указанных ядер в реакции $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ в зависимости от энергии бомбардировки

С уменьшением полного массового числа ядерной системы J_0 и J_{cr} уменьшаются. Например, в реакции $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ $J_0 = 15$ и $J_{\text{cr}} = 36$, т. е. интервал угловых моментов в процессе захвата сужается. В таких системах продукты от равновесных и неравновесных ядерных распадов сильно перекрываются. Расчетные функции возбуждения ядер ^{24}Ne , ^{24}Na , ^{28}Mg и ^{34}Cl в сравнении с экспериментальными данными приведены на рис. 41.

В заключение этого параграфа покажем эволюцию зарядовых распределений конечных продуктов распада возбужденного составного ядра ^{134}Xe с

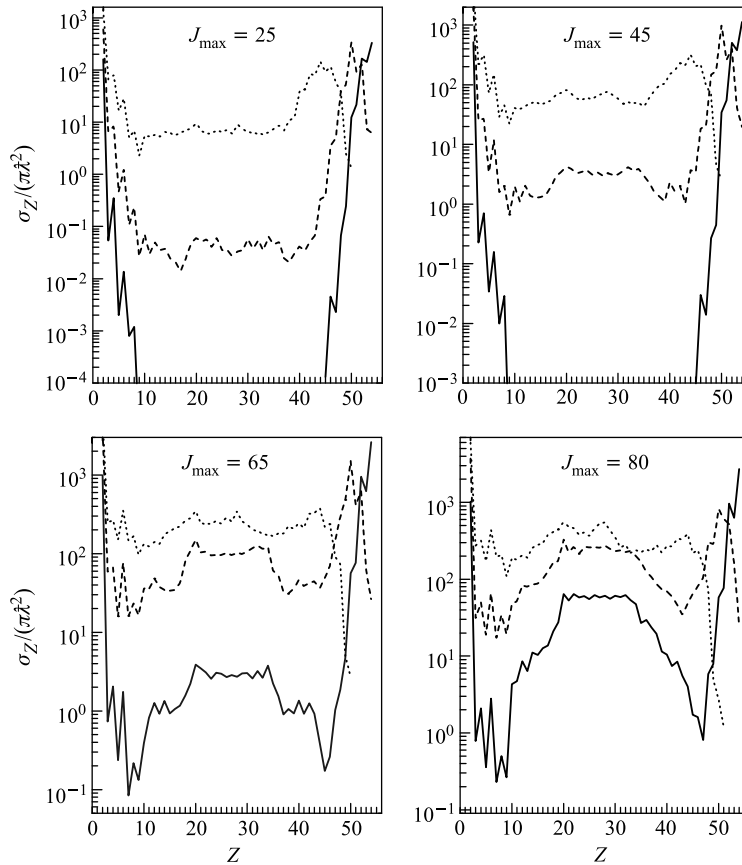


Рис. 42. Расчетные зарядовые распределения продуктов распада возбужденного составного ядра ^{134}Xe при угловых моментах $J_{\text{max}} = 25, 45, 65$ и 85 и энергиях возбуждения $E_{\text{CN}}^* = 100$ МэВ (сплошные линии), 200 МэВ (штриховые) и 400 МэВ (пунктирные). Здесь $\pi\lambda^2 = \pi\hbar^2/(2\mu E_{\text{cm}})$

изменением энергии возбуждения E_{CN}^* (рис. 42). Управляющий потенциал для ^{134}Xe на рис. 43 показывает, что $J_0 \approx 75$. При переходе от $E_{\text{CN}}^* = 100$ к 200 МэВ форма зарядового распределения заметно меняется при $J_{\text{max}} < J_0$. При дальнейшем увеличении энергии возбуждения изменение уже не так выражено. С ростом энергии возбуждения вероятности нахождения системы в различных конфигурациях ДЯС и составного ядра становятся близкими и конкуренция всех каналов распада усиливается. Поэтому с увеличением энергии возбуждения зарядовое распределение конечных продуктов распада становится более гладким. Зарядовые распределения меняются, когда J_{max}

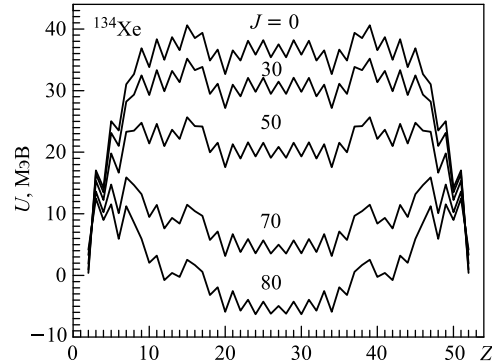


Рис. 43. То же, что и на рис. 23, но для составного ядра ^{134}Xe при $J = 0, 30, 50, 70$ и 80

становится больше J_0 . В этом случае симметричные фрагментации относительно слабо зависят от энергии возбуждения E_{CN}^* .

2.4. Сравнение предсказаний различных моделей с экспериментальными данными на примере реакций $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон. Здесь мы приводим сравнение зарядовых распределений продуктов реакций $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон, рассчитанных в разных подходах [50].

В компьютерном коде BUSCO [127] используется формализм Хаузера-Фешбаха для расчета вероятностей испарения легких частиц и эмиссии кластеров. Параметр плотности уровней взят как $a = A/8,5$, где A — массовое число составного ядра. На рис. 44 представлено сравнение результатов, рассчитанных с помощью этого кода при $J_{\text{max}} = 60$ и $J_{\text{max}} = 37$, с экспери-

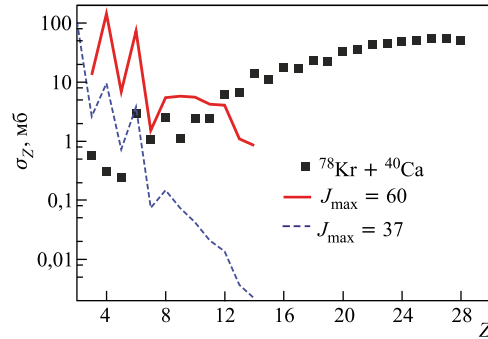


Рис. 44. Сравнение зарядовых распределений продуктов реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон, рассчитанных с помощью компьютерного кода BUSCO, с экспериментальными данными [50] (символы). Расчеты выполнены с указанными J_{max}

ментальными данными для реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон. Как видно из рисунка, модель не описывает форму экспериментального зарядового распределения и сечения для $Z > 12$ сильно отклоняются от экспериментальных. При $J_{\text{max}} = 60$ расчетное сечение эмиссии ядра углерода в 30 раз превышает экспериментальное сечение, а для ядер с $8 \leq Z \leq 12$ переоценка сечений составляет 2–6 раз. Подбор различных значений параметра плотности уровней и выбор другого распределения углового момента, чем распределение с резким краем, не улучшают качества согласия расчетных результатов с экспериментальными данными.

Результаты, полученные с помощью кода GEMINI для зарядовых распределений продуктов реакций $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон, представлены на рис. 45 вместе с экспериментальными данными. Слева на рисунке показаны расчетные зарядовые распределения продуктов реакции $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при разных J_{max} . Надо отметить, что J_{max} является свободным параметром в этой модели. При $J_{\text{max}} = 69$ расчетные сечения в симметричной области совпадают с экспериментальными данными. Однако при этом J_{max} расчетные сечения ядер с $3 \leq Z \leq 10$ сильно превышают соответствующие экспериментальные сечения. При меньших значениях J_{max} GEMINI одновременно не воспроизводит и форму, и абсолютные значения экспериментального зарядового распределения. Такая же картина наблюдается для реакции $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$. Причиной такого разногласия между расчетными и экспериментальными зарядовыми распределениями может быть то, что в GEMINI барьеры эмиссии

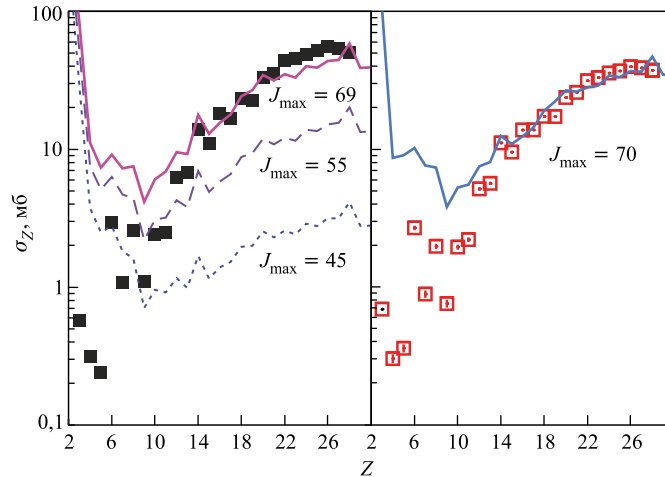


Рис. 45. Сравнение зарядовых распределений (линии) продуктов реакций $^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (слева) и $^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ (справа) при $E_{\text{lab}} = 5,5$ МэВ/нуклон, рассчитанных с помощью компьютерного кода GEMINI, с экспериментальными данными [50] (символы). Расчеты выполнены с указанными J_{max}

тяжелых кластеров сильно занижены и не учитывается влияние процесса квазиделения на образование конечных продуктов реакции.

В модели ДЯС эмиссия легких частиц и бинарный распад составного ядра описываются на единой основе. Эта модель учитывает не только распад составного ядра, но и распады всевозможных двойных конфигураций без образования составного ядра. Таким образом, модель ДЯС определяет условия, при которых тот или иной механизм, а именно слияние-деление или квазиделение, доминирует при образовании конечных продуктов реакции. В модели ДЯС максимальный угловой момент не является свободным параметром, а определяется наличием потенциального кармана во входном канале, т.е. определяется из условия захвата налетающего ядра ядром-мишенью. Сравнение предсказаний модели ДЯС для зарядовых распределений продуктов реакций $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ с соответствующими экспериментальными данными показаны на рис. 17. Из рисунка видно, что формы зарядовых распределений и абсолютные значения экспериментальных сечений хорошо описываются в рамках модели ДЯС. Однако вблизи входного канала для ядер с $16 \leq Z \leq 22$ модель ДЯС недооценивает экспериментальные сечения в 2–3 раза. Следует отметить при этом, что экспериментальные сечения могут включать в себя вклады от реакций глубоконеупругих передач. Сталкивающиеся ядра могут успеть обменяться несколькими нуклонами, прежде чем произойдет распад ДЯС, и при этом продукты распада будут локализованы в основном вблизи входного канала.

В табл. 2 приведено сравнение сечений образования продуктов слияния-деления, квазиделения и испарительных остатков, рассчитанных в рамках модели ДЯС и с помощью кода GEMINI, с соответствующими экспериментальными данными. Видно, что результаты GEMINI достаточно сильно рас-

Таблица 2. Рассчитанные в рамках моделей ДЯС и GEMINI [50] сечения образования испарительных остатков (σ_{ER}^{DNS} , σ_{ER}^{GEMINI}) и продуктов слияния-деления и квазиделения (σ_{fiss}^{DNS} , σ_{fiss}^{GEMINI}) в реакциях $^{78,82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$ при $E_{lab} = 5,5$ МэВ/нуклон. Экспериментальные σ_{fiss}^{exp} и σ_{ER}^{exp} взяты из [50]. Значения сечений даны в миллибарнах

Сечение	Реакция	
	$^{78}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$	$^{82}\text{Kr} + ^{40}\text{Ca}$
σ_{fiss}^{exp}	447 ± 46	332 ± 35
σ_{ER}^{exp}	539 ± 100	492 ± 90
σ_{fiss}^{GEMINI}	600	547
σ_{ER}^{GEMINI}	237	285
σ_{fiss}^{DNS}	349	208
σ_{ER}^{DNS}	601	638

ходятся с экспериментальными данными, тогда как модель ДЯС хорошо воспроизводит экспериментальные сечения испарительных остатков и немного недооценивает сечения образования продуктов слияния-деления и квазиделения. Как было отмечено выше, экспериментальные сечения образования продуктов слияния-деления и квазиделения могут включать в себя вклады от реакций глубоконеупругих передач, и данное разногласие между экспериментальными и расчетными сечениями является приемлемым.

3. ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ С УЧЕТОМ ЭМИССИИ СЛОЖНЫХ ФРАГМЕНТОВ

В данном разделе на основе модели ДЯС приведен метод расчета сечений испарительных остатков в реакциях полного слияния с учетом кластерных каналов распада. Рассматривается эмиссия тяжелых кластеров, таких как $^{12,14}\text{C}$, ^{15}N , $^{16,18}\text{O}$, $^{20,22}\text{Ne}$ и т. д., из возбужденных актинидов. В отличие от распада возбужденных ядер промежуточных масс, в процессе распада возбужденного тяжелого ядра не устанавливается полное статистическое равновесие по координатам зарядовой и массовой асимметрий. Поэтому предлагается новый метод расчета сечений сложных фрагментов и, соответственно, испарительных остатков. Если время вылета нейтрона намного больше, чем время передачи нуклонов между ядрами в асимметричных конфигурациях ДЯС, то можно предположить, что статистическое квазиравновесие устанавливается в асимметричных конфигурациях ДЯС до точки Бусинаро–Галлоне, поскольку в этих конфигурациях барьер квазиделения по координате относительного расстояния является достаточно большим. В таком подходе вероятность достижения точки Бусинаро–Галлоне определяет вероятность перехода системы в симметричные конфигурации ДЯС, что ведет к процессу деления. После образования асимметричных конфигураций ДЯС они могут распадаться путем тепловой диффузии через кулоновский барьер. Каналы эмиссии легких частиц, эмиссии кластеров (распад асимметричной ДЯС) и деления (перевал системы через точку Бусинаро–Галлоне) конкурируют друг с другом. Таким образом, вероятности эмиссии легких частиц, тяжелых кластеров и деления описываются единым образом. Приводится сравнение расчетных результатов с экспериментальными данными, и обсуждаются все возможные каналы образования конкретных ядер-остатков.

3.1. Образование составного ядра: стадии захвата и слияния. В реакциях полного слияния сечение образования ядер-остатков с определенными Z и A

$$\sigma_{Z,A}(E_{\text{cm}}) = \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} \sigma_{\text{cap}}(E_{\text{cm}}, J) P_{\text{CN}}(E_{\text{CN}}^*, J) W_{Z,A}^{\text{sur}}(E_{\text{CN}}^*, J) \quad (26)$$

зависит от парциального сечения захвата $\sigma_{\text{свп}}(7)$, вероятности образования составного ядра P_{CN} и вероятности $W_{Z,A}^{\text{свр}}$ образования ядра-остатка с зарядовым числом Z и массовым числом A . На первой и второй стадиях реакции слияния ядро-снаряд захватывается ядром-мишенью, образуя ДЯС, которая эволюционирует в направлении конфигурации составного ядра по координате массовой (зарядовой) асимметрии [70–74, 83]. Метод расчета парциальных сечений захвата изложен в первом разделе.

Энергия возбуждения E_{CN}^* составного ядра зависит от кинетической энергии в системе центра масс $E_{\text{см}}$, значения Q и углового момента J . Так как энергия бомбардировки $E_{\text{см}}$ снаряда обычно больше, чем абсолютное значение Q , образованное составное ядро является возбужденным. На третьей стадии составное ядро теряет свою энергию возбуждения за счет эмиссии легких частиц, кластеров и γ -квантов. Здесь мы рассматриваем распад возбужденного составного ядра через последовательное испарение легких частиц, таких как нейтроны, протоны, дейтроны, тритоны, α -частицы, и эмиссию сложных кластеров ($Z_1 > 2$).

После захвата системы в карман ядро-ядерного потенциала относительная кинетическая энергия преобразуется в потенциальную энергию и энергию возбуждения ДЯС. Образовавшаяся начальная ДЯС обычно находится в локальном минимуме по координатам массовой (зарядовой) асимметрии и R . ДЯС эволюционирует (диффузионный процесс) по координатам массовой асимметрии $\eta = (A_2 - A_1)/(A_2 + A_1)$ (A_i ($i = 1, 2$) — массовые числа ядер ДЯС) и R . Оптимальный изотопический состав ядер, формирующих ДЯС, выбирается из условия равновесия отношения N/Z системы [83], и поэтому движения по координатам зарядовой и массовой асимметрии связаны друг с другом. При расчете потенциальной энергии по η учитываются микроскопические эффекты. Вероятность слияния P_{CN} описывает вероятность перехода ДЯС через внутренний барьер слияния B_{η}^{fus} по η с последующим образованием составного ядра. На величину B_{η}^{fus} сильно влияют оболочечные эффекты и деформации ядер. Барьер B_{η}^{qf} в управляющем потенциале препятствует убыванию η и эволюции ДЯС к более симметричным конфигурациям (симметризация ДЯС). ДЯС распадается двумя путями, а именно по координате R через барьер $B_R^{\text{qf}} = V(R_b, J) - V(R_m, J)$ из начальной конфигурации или сначала эволюционирует к более симметричным конфигурациям и потом неизбежно распадается по R из-за возрастания кулоновского отталкивания в системе. Вероятность полного слияния сильно зависит от конкуренции между вышеуказанными процессами. В работе [128] была предложена следующая формула для расчета вероятности слияния:

$$P_{\text{CN}} = \frac{1,25 \exp[-(B_{\eta}^{\text{fus}} - B^{\text{qf}})/T_{\text{DNS}}]}{1 + 1,25 \exp[-(B_{\eta}^{\text{fus}} - B_{\text{qf}})/T_{\text{DNS}}]}, \quad (27)$$

где $B^{\text{qf}} = \min(B_R^{\text{qf}}, B_\eta^{\text{qf}})$. Детали вычислений барьеров B_R^{qf} , B_η^{qf} , B_η^{fus} и температуры T_{DNS} начальной ДЯС представлены в работе [128]. Как следует из расчетов, (27) обеспечивает хорошую аппроксимацию для вероятности слияния, рассчитанной с помощью других, более точных методов.

3.2. Образование и вылет тяжелых кластеров из горячего составного ядра. Чтобы вычислить вероятности образования конечных остаточных ядер $W_{Z,A}^{\text{sur}}$, нужно знать вероятности образования-вылета W_{Z_1,A_1} кластеров из возбужденного составного ядра. Временная эволюция ядерной системы по координатам зарядовой и массовой асимметрий, которые определены здесь как зарядовое Z_1 и массовое A_1 числа легкого ядра ДЯС, описывается в рамках транспортной модели. В этом подходе временная зависимость вероятности $P_{Z_1,A_1}(t)$ нахождения системы в момент времени t в состоянии с зарядовой Z_1 и массовой A_1 асимметрией вычисляется системой мастер-уравнений [83,117]

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P_{Z_1,A_1}(t) = & \Delta_{Z_1+1,A_1+1}^{(-,0)} P_{Z_1+1,A_1+1}(t) + \Delta_{Z_1-1,A_1-1}^{(+,0)} P_{Z_1-1,A_1-1}(t) + \\ & + \Delta_{Z_1,A_1+1}^{(0,-)} P_{Z_1,A_1+1}(t) + \Delta_{Z_1,A_1-1}^{(0,+)} P_{Z_1,A_1-1}(t) - \\ & - (\Delta_{Z_1,A_1}^{(-,0)} + \Delta_{Z_1,A_1}^{(+,0)} + \Delta_{Z_1,A_1}^{(0,-)} + \Delta_{Z_1,A_1}^{(0,+)} + \Lambda_{Z_1,A_1}^{\text{qf}}) P_{Z_1,A_1}(t), \quad (28) \end{aligned}$$

с начальным условием $P_{Z,A}(0) = \delta_{Z,Z_i=0} \delta_{A,A_i=0}$, т.е. состояние составного ядра ($Z_i = 0$ или 1 и $A_i = 0$ или 1, или 2, или 3) берется как одно из возможных асимметричных состояний. Транспортные коэффициенты ($\Delta_{Z_1,A_1}^{(+,0)}$, $\Delta_{Z_1,A_1}^{(0,+)}$ и $\Delta_{Z_1,A_1}^{(-,0)}$, $\Delta_{Z_1,A_1}^{(0,-)}$) характеризуют скорости передачи нейтронов и протонов из тяжелого ядра в легкое ядро и в обратном направлении соответственно. В отличие от (9) в (28) учитывается $\Lambda_{Z_1,A_1}^{\text{qf}}$ — скорость квазиделения (распада ДЯС) по координате R . Для асимметричных конфигураций ДЯС между конфигурацией составного ядра и точкой Бусинаро–Галлоне ($Z_{\text{BG}} \approx 15\text{--}19$ в рассмотренных случаях) управляющий потенциал имеет глубокий минимум. Барьеры квазиделения в этих асимметричных ДЯС являются относительно большими, и время жизни таких систем может быть достаточно долгим, чтобы достичь квазиравновесия по массовой и зарядовой степеням свободы. Таким образом, при описании образования сложных фрагментов с $Z_1 < Z_{\text{BG}}$ можно использовать равновесное решение системы мастер-уравнений:

$$P_{Z_1,A_1}(E_{\text{CN}}^*, J) = \frac{\exp[-U(R_m, Z_1, A_1, J)/T_{\text{max}}(J)]}{1 + \sum_{Z'_1=2, A'_1=1}^{Z_{\text{BG}}, A_{\text{BG}}} \exp[-U(R_m, Z'_1, A'_1, J)/T_{\text{max}}(J)]}, \quad (29)$$

где индексы Z'_1 и A'_1 принимают все возможные значения зарядового и массового чисел конфигураций ДЯС до точки Бусинаро–Галлоне. Температура T_{max} определена в разд. 1.

После образования конфигураций с $Z_1 \leq Z_{BG}$ возбужденная ДЯС распадается с вероятностью $P_{Z_1, A_1}^R \sim \exp[-B_R^{qf}(Z_1, A_1, J)/T_{Z_1, A_1}(J)]$ по координате R на два фрагмента, если локальная энергия возбуждения ДЯС достаточна для преодоления барьера B_R^{qf} . Когда система достигает точки Бусинаро–Галлоне, она эволюционирует к более симметричным конфигурациям ДЯС и распадается по R . Таким образом, вероятность эмиссии $W_{Z_1, A_1}(E_{CN}^*, J)$ определенного кластера из возбужденного составного ядра является произведением вероятности образования ДЯС и вероятности распада ДЯС:

$$W_{Z_1, A_1}(E_{CN}^*, J) = \frac{P_{Z_1, A_1} P_{Z_1, A_1}^R}{\sum_{Z'_1=0, A'_1=1}^{Z_{BG}, A_{BG}} P_{Z'_1, A'_1} P_{Z'_1, A'_1}^R} = \frac{\exp\left[-\frac{U(R_m, Z_1, A_1, J)}{T_{\max}(J)}\right] \exp\left[-\frac{B_R^{qf}(Z_1, A_1, J)}{T_{Z_1, A_1}(J)}\right]}{\sum_{Z'_1=0, A'_1=1}^{Z_{BG}, A_{BG}} \exp\left[-\frac{U(R_m, Z'_1, A'_1, J)}{T_{\max}(J)}\right] \exp\left[-\frac{B_R^{qf}(Z'_1, A'_1, J)}{T_{Z'_1, A'_1}(J)}\right]}, \quad (30)$$

где индексы Z'_1 и A'_1 пробегают через все возможные каналы распада от вылета нейтронов до распада асимметричной ДЯС с $Z'_1 < Z_{BG}$. Здесь $B_R^{qf} = 0$ для канала распада ДЯС с $Z_1 = Z_{BG}$. Следует отметить, что выражение (30) используется также для вычисления вероятностей вылета нейтронов, протонов, дейтронов и тритонов. Барьеры эмиссии для легких частиц даны в первом разделе. Конкуренция между каналами испарения и бинарных распадов учитывается в рамках одной модели.

В расчетах мы используем формулу (30) для описания последовательного статистического распада (испарения легких частиц и/или кластерного распада) возбужденного составного ядра, чтобы вычислить вероятность образования испарительного остатка $W_{Z, A}^{sur}$. Генерирование каскадов распадных каналов осуществляется с помощью метода Монте-Карло. Используя формулы (26), (27), (30) и учитывая все возможные каналы распада, мы вычисляем сечения образования ядер-остатков.

3.3. Сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными для реакций $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}, ^{208}\text{Pb}$. Для сравнения с экспериментальными данными нами сделаны расчеты зарядовых и массовых распределений испарительных остатков в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ при энергиях бомбардировки $E_{lab} = 8,6$ МэВ/нуклон ($E_{CN}^* = 98,8$ МэВ) и $11,4$ МэВ/нуклон ($E_{CN}^* = 150$ МэВ) (рис. 46). Вероятность слияния P_{CN} для этой асимметричной реакции очень близка к единице при этих двух энергиях и слабо уменьшается с ростом углового момента. Четно-нечетные эффекты присутствуют в зарядовых распределениях ядер-остатков, что указывает на важную роль оболоч-

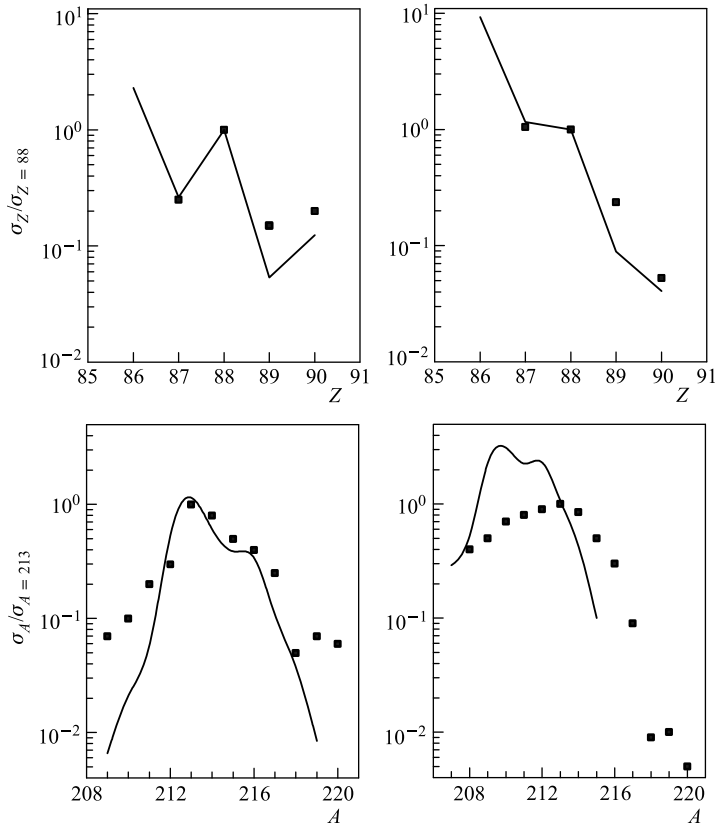


Рис. 46. Расчетные зарядовые (верхняя часть) и массовые (нижняя часть) распределения испарительных остатков в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{lab}} = 8,6$ (слева) и $11,4$ МэВ/нуклон (справа) в сравнении с экспериментальными данными (символы) [129]

ческой структуры ядер ДЯС. Значения σ_Z и σ_A для редких каналов распада меньше, чем соответствующие измеренные сечения. В случае энергии бомбардировки $E_{\text{lab}} = 8,6$ МэВ/нуклон форма и положение максимума экспериментального массового распределения воспроизводятся нашей моделью, тогда как в случае $E_{\text{lab}} = 11,4$ МэВ/нуклон расчетное массовое распределение является более узким, чем измеренное массовое распределение, и максимум распределения немного смещен в сторону меньших A . В нашей модели с ростом энергии бомбардировки максимум массового распределения смещается в сторону меньших A из-за большей доступной энергии возбуждения для эмиссии частиц.

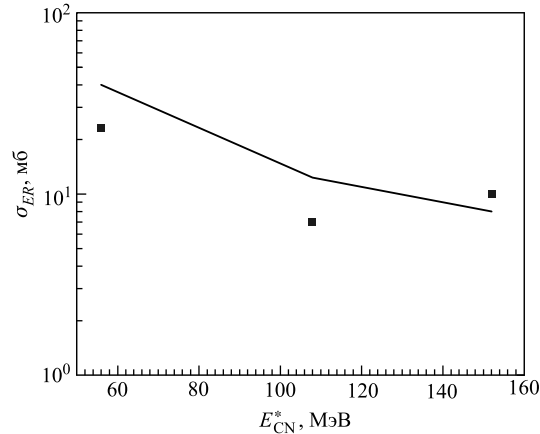


Рис. 47. Зависимости расчетных (линия) и экспериментальных [130] (символы) интегральных сечений образования испарительных остатков от энергии возбуждения составного ядра в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ при $E_{\text{lab}} = 5,7, 8,6$ и $11,4$ МэВ/нуклон

На рис. 47 дано сравнение расчетных и экспериментальных интегральных сечений образования испарительных остатков в реакции $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$. В расчетах области зарядового числа ядра-остатка Z_{ER} взяты, как в работе [130]: $Z_{\text{CN}} - 2 \leq Z_{\text{ER}}$ при $E_{\text{lab}} = 5,7$ МэВ/нуклон, $Z_{\text{CN}} - 3 \leq Z_{\text{ER}}$ при $E_{\text{lab}} = 8,6$ МэВ/нуклон и $Z_{\text{CN}} - 5 \leq Z_{\text{ER}}$ при $E_{\text{lab}} = 11,4$ МэВ/нуклон. Экспериментальные данные показывают, что сечения испарительных остатков уменьшаются на фактор 2 с ростом энергии бомбардировки от 5,7 МэВ/нуклон ($E_{\text{CN}}^* = 56$ МэВ) до 11,4 МэВ/нуклон ($E_{\text{CN}}^* = 152$ МэВ) [130], тогда как наши расчеты предсказывают уменьшение сечений на фактор 5. Для этой реакции стандартные статистические коды предсказывают более сильный спад (> 10) сечений испарительных остатков в этом интервале энергий возбуждения. Такое различие между результатами стандартных статистических моделей и нашей модели связано с разными методами расчета барьеров эмиссии сложных фрагментов и разной зависимостью этих барьеров от углового момента. Таким образом, наша модель достаточно хорошо воспроизводит функции возбуждения испарительных остатков в реакциях полного слияния.

3.4. Сечения образования испарительных остатков в реакциях $^{25}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb}$, $^{36}\text{S} + ^{\text{nat}}\text{Pt}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{\text{nat}}\text{W}$. Вероятности полного слияния в реакциях $^{25}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb}$, $^{36}\text{S} + ^{\text{nat}}\text{Pt}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{\text{nat}}\text{W}$ представлены в табл. 3. Видно, что зависимости P_{CN} от энергии в реакциях $^{25}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb}$ и $^{36}\text{S} + ^{\text{nat}}\text{Pt}$ отличаются. В реакции $^{25}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb}$ ($^{36}\text{S} + ^{\text{nat}}\text{Pt}$) система во входном канале находится за (до) точкой (точки) Бусинаро–Галлоне. В случае реакции $\text{Mg} + \text{Pb}$

Таблица 3. Вероятности полного слияния P_{CN} в реакциях $^{25}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb}$, $^{36}\text{S} + ^{\text{nat}}\text{Pt}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{\text{nat}}\text{W}$ при указанных энергиях бомбардировки и $J = 0$

Параметр	Реакция						
	$^{25}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb}$			$^{36}\text{S} + ^{\text{nat}}\text{Pt}$			$^{48}\text{Ca} + ^{\text{nat}}\text{W}$
E_{lab} , МэВ/А	5,9	6,3	8,7	5,3	5,5	5,96	5,41
P_{CN}	0,92	0,88	0,85	0,40	0,42	0,44	0,09

с ростом энергии бомбардировки скорость слияния почти не изменяется, а скорость квазиделения увеличивается. В реакции $\text{S} + \text{Pt}$ с ростом энергии бомбардировки скорость слияния растет быстрее, чем скорость квазиделения. Это следует из формулы (27).

Изотопические распределения ядер тория в реакциях $^{25}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb}$ при $E_{\text{lab}} = 8,6$ МэВ/нуклон ($E_{CN}^* = 118$ МэВ) и $^{48}\text{Ca} + ^{\text{nat}}\text{W}$ при $E_{\text{lab}} = 5,41$ МэВ/нуклон ($E_{CN}^* = 78$ МэВ) показаны на рис. 48 вместе с соответствующими экспериментальными данными, которые были получены на установке SHIP (GSI). Экспериментальные и расчетные сечения находятся в хорошем и удовлетворительном согласии для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{\text{nat}}\text{W}$ и $^{25}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb}$ соответственно. На рис. 48 указаны экспериментальные статистические погрешности. Дополнительная погрешность (до фактора 2) возникает из-за не-

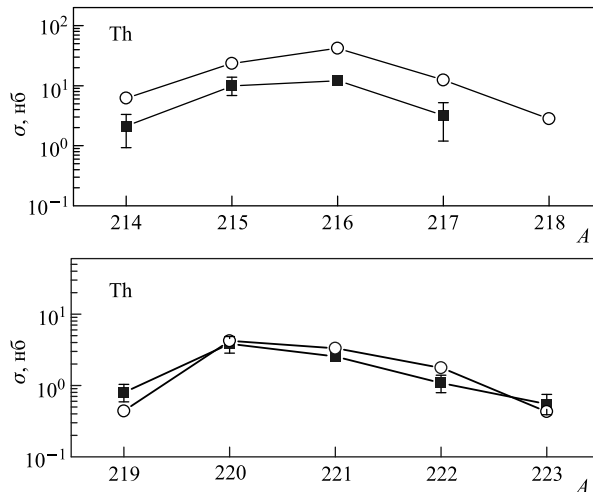


Рис. 48. Расчетные (кружки) и измеренные (квадраты) сечения образования изотопов Th, полученных в каналах испарения нуклонов, в реакциях $^{25}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{231}\text{Pu}^*$ при $E_{CN}^* = 118$ МэВ (вверху) и $^{48}\text{Ca} + ^{\text{nat}}\text{W} \rightarrow ^{228,230-232,234}\text{Pu}^*$ при $E_{CN}^* = 78$ МэВ (внизу)

определенности значения коэффициента трансмиссии SHIP. Экспериментальные спектры скоростей ядер-остатков показывают, что эти ядра получены после испарения нуклонов в канале $4pxn$, как и предсказывает наша модель.

Экспериментальные распределения скорости ядра-остатка ^{214}Ra , образованного в реакции $^{36}\text{S} + \text{natPt}$ ($^{48}\text{Ca} + \text{natW}$), имеют максимум распределения при $v/v_{\text{CN}} = 1,31 \pm 0,07$ ($v/v_{\text{CN}} = 1,21 \pm 0,06$) [45]. Здесь v_{CN} — скорость составного ядра. Это означает, что в этих реакциях ядро ^{214}Ra образуется в результате бинарного распада с вылетом изотопа углерода, так как при эмиссии легких частиц максимуму распределения соответствует $v/v_{\text{CN}} \approx 1,0$.

Таблица 4. Вклады (в %) от различных изотопов составного ядра в каналы кластерной эмиссии при энергии возбуждения $E_{\text{CN}}^* = 80$ МэВ

Кластер	^{228}Pu	^{230}Pu	^{231}Pu	^{232}Pu	^{234}Pu
^{12}C	38	28	12	18	4
^{14}C	32	23	17	20	8
^{15}N	29	18	34	14	5
^{16}O	31	24	17	19	9
^{18}O	33	25	16	18	8

Таблица 5. Изотопные составы мишеней ^{78}Pt и ^{74}W

Состав $^{\text{nat}}\text{Pt}$	Состав $^{\text{nat}}\text{W}$	Составное ядро
^{192}Pt (0,79 %)	^{180}W (0,13 %)	$^{228}\text{Pu}^*$
^{194}Pt (32,9 %)	^{182}W (26,3 %)	$^{230}\text{Pu}^*$
^{195}Pt (33,8 %)	^{183}W (14,3 %)	$^{231}\text{Pu}^*$
^{196}Pt (25,3 %)	^{184}W (30,7 %)	$^{232}\text{Pu}^*$
^{198}Pt (7,2 %)	^{186}W (28,6 %)	$^{234}\text{Pu}^*$

Как показано в табл. 4, вероятность эмиссии кластеров увеличивается с уменьшением числа нейтронов составного ядра. Причиной такой зависимости является то, что потенциальная энергия ДЯС на кулоновском барьере уменьшается с уменьшением числа нейтронов в системе при фиксированном полном зарядовом числе системы. Например, в случае эмиссии углерода $U(^{234}\text{Pu}^* \rightarrow \text{C}) - U(^{228}\text{Pu}^* \rightarrow \text{C}) \approx 5$ МэВ. Заметим, что в расчетах вклады от разных изотопов составного ядра в каналы эмиссии кластеров вычислены с учетом изотопного состава природных материалов мишеней Pt и W (табл. 5).

В табл. 6 и 7 показаны расчетные каналы образования ядер-остатков в реакциях $^{36}\text{S} + \text{natPt} \rightarrow ^{228,230-232,234}\text{Pu}^*$ при $E_{\text{lab}} = 5,3, 5,5$ и $5,96$ МэВ/нуклон

Таблица 6. Конкуренция каналов образования испарительных остатков в реакции $^{36}\text{S} + \text{natPt}$ при $E_{\text{lab}} = 5,96$ ($E_{\text{CN}}^* = 80$ МэВ), **5,5** ($E_{\text{CN}}^* = 64$ МэВ) и **5,3** МэВ/нуклон ($E_{\text{CN}}^* = 58$ МэВ). Представлены нормализованные веса конкурирующих каналов

Ядро-остаток	$E_{\text{CN}}^* = 80$ МэВ		$E_{\text{CN}}^* = 64$ МэВ		$E_{\text{CN}}^* = 58$ МэВ	
	Канал	Вес, %	Канал	Вес, %	Канал	Вес, %
Po	$xn^{20-24}\text{Ne}$	45	$xn^{20-24}\text{Ne}$	50	$xn^{20-24}\text{Ne}$	52
	$xn\alpha^{16,18}\text{O}$	38	$xn\alpha^{16,18}\text{O}$	45	$xn\alpha^{16,18}\text{O}$	40
	$xnp^{19}\text{F}$	15	$xnp^{19}\text{F}$	5	$xnp^{19}\text{F}$	8
	$xn2\alpha^{14}\text{C}$	2				
At	$xn^{20-22}\text{F}$	30	$xn^{19-22}\text{F}$	46	$xn^{19-22}\text{F}$	52
	$xnp^{18,16}\text{O}$	55	$xnp^{18}\text{O}$	46	$xnp^{18}\text{O}$	41
	$xn\alpha^{15}\text{N}$	5	$xn\alpha^{15}\text{N}$	8	$xn\alpha^{15}\text{N}$	7
	$xnp\alpha^{12-14}\text{C}$	10				
Rn	$xn^{16-18}\text{O}$	68	$xn^{16-19}\text{O}$	48	$xn^{16-19}\text{O}$	52
	$xn\alpha^{13,14}\text{C}$	26	$xn\alpha^{13,14}\text{C}$	45	$xn\alpha^{13,14}\text{C}$	40
	$xnp^{15}\text{N}$	6	$xnp^{15}\text{N}$	7	$xnp^{15}\text{N}$	8
Fr	$xn^{15}\text{N}$	30	$xn^{15}\text{N}$	32	$xn^{15}\text{N}$	35
	$xnp^{12-14}\text{C}$	70	$xnp^{14-16}\text{C}$	68	$xnp^{14-16}\text{C}$	65
Ra	$xn^{12-14}\text{C}$	85	$xn^{12-14}\text{C}$	78	$xn^{12-14}\text{C}$	83
	$xn2p2\alpha$	5	$xn2p2\alpha$	14	$xn2p2\alpha$	12
	$xn3\alpha$	10	$xn3\alpha$	8	$xn3\alpha$	5

и $^{48}\text{Ca} + \text{natW} \rightarrow ^{228,230-232,234}\text{Pu}^*$ при $E_{\text{lab}} = 5,41$ МэВ/нуклон соответственно. При рассмотренных энергиях бомбардировки эмиссия сложных фрагментов в основном происходит после испарения нескольких нейтронов. Например, изотопы Po, At, Rn, Fr и Ra в основном получают через каналы эмиссии сложных фрагментов из возбужденного составного ядра. Каналы испарения только легких частиц не дают вклада в сечения образования изотопов ядер-остатков Po, At, Rn и Fr. Таким образом, при определенных энергиях возбуждения составного ядра плутония образование изотопов ядер-остатков Po, At, Rn, Fr и Ra становится более выгодным в каналах эмиссии сложных фрагментов, чем в каналах многократного испарения легких частиц. Вклады каналов эмиссии кластеров в сечения образования ядер-остатков с $Z > Z_{\text{CN}} - 5$ растут с уменьшением энергии возбуждения, так как для эмиссии кластеров требуются меньшие значения энергии возбуждения и углового момента, чем для соответствующей эмиссии лишь легких частиц. На рис. 49 расчетные изотопические распределения ядер-остатков с $Z = 86-88$, образованные через каналы эмиссии кластеров в реакциях $^{36}\text{S} + \text{natPt} \rightarrow ^{228,230-232,234}\text{Pu}^*$ и $^{48}\text{Ca} + \text{natW} \rightarrow ^{228,230-232,234}\text{Pu}^*$,

Таблица 7. Конкуренция каналов образования испарительных остатков в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{\text{nat}}\text{W}$ при $E_{\text{lab}} = 5,41$ МэВ/нуклон ($E_{\text{CN}}^* = 78$ МэВ). Представлены нормализованные веса конкурирующих каналов

Ядро	Канал	Вес, %
Po	$xn^{20-24}\text{Ne}$	48
	$xn\alpha^{16,18}\text{O}$	35
	$xnp^{19}\text{F}$	14
	$xn2\alpha^{14}\text{C}$	3
At	$xn^{20-22}\text{F}$	35
	$xnp^{18,16}\text{O}$	52
	$xn\alpha^{15}\text{N}$	5
	$xnp\alpha^{12-14}\text{C}$	8
Rn	$xn^{16-18}\text{O}$	62
	$xn\alpha^{13,14}\text{C}$	35
	$xnp^{15}\text{N}$	3
Fr	$xn^{15}\text{N}$	33
	$xnp^{12-14}\text{C}$	67
Ra	$xn^{12-14}\text{C}$	87
	$xn2p2\alpha$	3
	$xn3\alpha$	10

сравниваются с соответствующими распределениями, измеренными на установке SHIP. Значения экспериментальных абсолютных сечений образования ядер-остатков были вычислены с поправкой на угловую эффективность SHIP и в предположении изотропного углового распределения ядер-остатков в системе центра масс. В этом случае только 7% от общего числа событий попадают в детекторы SHIP в лабораторной системе в реакции $\text{Ca} + \text{W}$ и 5% в реакции $\text{S} + \text{Pt}$. Экспериментальные ошибки на рис. 49 включают только статистические погрешности. Из-за систематических ошибок возникают неопределенности сечений до фактора 3. Экспериментальные сечения некоторых изотопов Rn и Fr содержат вклады от двух изотопов, а именно $^{207,208}\text{Rn}$, $^{209,210}\text{Rn}$, $^{210,211}\text{Fr}$, у которых энергии альфа-распада перекрываются, и поэтому эти ядра экспериментально не различимы. Это необходимо учитывать при сравнении экспериментальных и теоретических результатов. Расчетные и экспериментальные сечения образования в каналах эмиссии кластеров ядер-остатков Rn, Fr и Ra находятся в удовлетворительном согласии. Для ядра-остатка радия измеренные изотопические распределения качественно хорошо воспроизводятся нашей моделью для обеих реакций. В реакции $\text{S} + \text{Pt}$ расчетные сечения в 5 раз больше, чем сечения в реакции $\text{Ca} + \text{W}$, так как в этих реакциях сечения образования составных ядер равны 51,2 и 10,9 мб

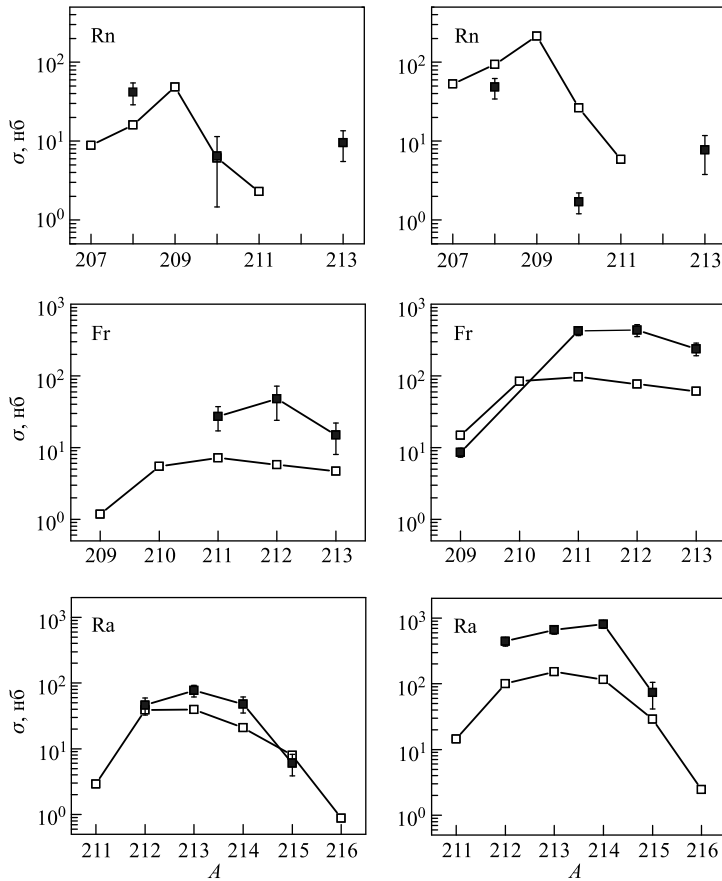


Рис. 49. Расчетные (светлые квадраты) и экспериментальные (темные квадраты) изотопические распределения ядер Rn, Fr и Ra, образовавшихся путем эмиссии тяжелых кластеров, в реакциях $^{36}\text{S} + \text{natPt}$ при $E_{lab} = 5,96$ МэВ/нуклон (справа) и $^{48}\text{Ca} + \text{natW}$ при $E_{lab} = 5,41$ МэВ/нуклон (слева)

соответственно. Отметим, что вклады от процесса многонуклонных передач в выходы изотопов Rn, Fr и Ra на 1–2 порядка меньше, чем от процесса слияния-эмиссии.

4. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формализм, представленный в обзоре, позволяет описать образование и распад сильно возбужденной ядерной системы путем испускания легких частиц и сложных фрагментов. Кластеры образуются при коллективном дви-

жении ядерной системы по координатам массовой и зарядовой асимметрий с ее последующим распадом через барьер квазиделения. Барьеры эмиссии сложных фрагментов вычислены в рамках модели ДЯС с использованием потенциала двойной свертки с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием, зависящим от плотности ядер. Конкуренция между испарительными каналами и каналами бинарного распада учитывается единым образом.

Рассчитаны сечения образования конечных продуктов реакций, а также продемонстрирована роль углового момента, асимметрии, N/Z отношения и энергии бомбардировки входного канала в механизме образования сложных фрагментов. Угловой момент начальной системы играет очень важную роль в процессе эмиссии сложных фрагментов. Механизм реакции (слияние-распад или квазиделение) практически определяется значением максимального углового момента начальной ДЯС. Расчеты показывают, что вклад процесса квазиделения в сечения образования сложных фрагментов и фрагментов симметричного распада увеличивается с ростом углового момента. Значение максимального углового момента для процесса захвата можно контролировать либо массовой и зарядовой асимметрией снаряда-мишени, либо кинетической энергией снаряда. Процесс слияния-распада доминирует в более асимметричных реакциях, где угловой момент образованной системы является небольшим. Выходы сложных фрагментов растут с уменьшением N/Z отношения системы. Предсказанная зависимость сечений бинарного распада от изотопного состава ядерной системы коррелирует с изотопной зависимостью Q -значения. С ростом энергии возбуждения вероятности всех каналов распада возбужденной ядерной системы уравниваются и зарядовое распределение конечных продуктов реакции становится более гладким.

В рамках данного формализма предложен новый метод расчета сечений испарительных остатков в ядерных реакциях полного слияния. Преимуществом этого нового метода является возможность расчета сечения образования конкретных испарительных остатков, например, нейтронодефицитных ядер, с учетом как каналов испарения легких частиц, так и каналов эмиссии тяжелых кластеров. Предсказанные сечения образования ядер-остатков находятся в хорошем согласии с соответствующими экспериментальными данными. Впервые показано, что при определенных энергиях возбуждения составного ядра кластерный канал является доминирующим в образовании испарительных остатков с $Z \leq Z_{CN} - 6$ из возбужденного составного ядра Pu ($Z_{CN} = 94$). С ростом энергии возбуждения вклад от каналов эмиссии легких частиц в сечения образования этих испарительных остатков увеличивается.

Хорошее согласие теоретических предсказаний с экспериментальными данными подтверждает важную роль таких коллективных степеней свободы, как массовая и зарядовая асимметрии в реакциях полного слияния и квазиделения. Сделанные нами предсказания массовых и зарядовых распределений конечных продуктов реакций подтверждены в экспериментах, проведенных в

GANIL (Франция) и GSI (Германия). Развитый нами подход позволяет найти оптимальные условия эксперимента (комбинация снаряд–мишень и энергия бомбардировки) для изучения процессов, связанных с вылетом конкретных сложных фрагментов.

Авторы выражают благодарность В. В. Волкову, Ж. П. Вилечко, Д. Лакруа, В. В. Саргсяну, С. Хайнцу, З. Хофманну и В. Шайду за полезные обсуждения и ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и DFG (Бонн). Авторы также признательны за поддержку в рамках соглашений IN2P3–JINR, MTA–JINR и Poland–JINR.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chartier M. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77. P. 2400.
2. *Korgul A. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 77. P. 034301.
3. *Mazzocchi C. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. P. 212501.
4. *Andreyev A. N. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 73. P. 044324.
5. *Vermeulen D. et al.* // *Z. Phys. A.* 1984. V. 318. P. 157.
6. *Flerov G. N., Ter-Akopian G. M.* // *Treatise on Heavy-Ion Science* / Ed. D. A. Bromley. N. Y.: Plenum Press, 1985. V. 4. P. 231.
7. *Hofmann S.* // *Rep. Prog. Phys.* 1998. V. 61. P. 636;
Hofmann S., Munzenberg G. // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V. 72. P. 733;
Hofmann S. et al. // *Eur. Phys. J. A.* 2001. V. 10. P. 5; 2002. V. 14. P. 147; 2002. V. 15. P. 195.
8. *Oganessian Yu. Ts.* // *J. Phys. G.* 2007. V. 34. P. R165;
Oganessian Yu. Ts. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 142502.
9. *Morita K. et al.* // *J. Phys. Soc. Japan.* 2004. V. 73. P. 2593; 2007. V. 76. P. 043201.
10. *Loveland W. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 66. P. 044617;
Gregorich K. E. et al. // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 72. P. 014605.
11. *La Commara M. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 2000. V. 669. P. 43.
12. *Bonnet E. et al.* // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 2008. V. 17. P. 2359.
13. *Wieleczo J. -P. et al.* // *Acta Phys. Polon. B.* 2009. V. 40. P. 577;
Wieleczo J. -P. et al. // *Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Structure and Related Topics.* Dubna, 2009. P. 236.
14. *Gómez del Campo J. et al.* // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 57. P. R457.
15. *Sandulescu A., Poenaru D. N., Greiner W.* // *Sov. J. Part. Nucl.* 1980. V. 11. P. 528.
16. *Rose H. J., Jones G. A.* // *Nature.* 1984. V. 307. P. 245–247.
17. *Александров Д. В. и др.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1984. Т. 40. С. 152–154.

18. Чувильский Ю. М. Кластерная радиоактивность. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1997;
Немец О. Ф. и др. Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции
многонуклонных передач. Киев: Наук. думка, 1988.
19. Иваишу М., Силештиану Н. // ЭЧАЯ. 1990. Т. 20. С. 1405.
20. Замятнин Ю. С. и др. // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. С. 537.
21. Кадменский С. Г. и др. // ЯФ. 1990. Т. 51. С. 50.
22. Кадменский С. Г. и др. // ЯФ. 1993. Т. 56. С. 80.
23. Замятнин Ю. С. и др. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 1981.
24. Sobotka L. G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 2187.
25. Moretto L. G. // Phys. Lett. B. 1972. V. 40. P. 185;
Moretto L. G. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 247. P. 211.
26. Poenaru D. N. et al. // J. Phys. 1979. V. 65. P. L169.
27. Lynch W. G. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1987. V. 37. P. 493.
28. Moretto L. G., Wozniak G. J. // Progress in Particle and Nuclear Physics. 1988. V. 21.
P. 401.
29. Töke J., Lu J., Schröder W. -U. // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 034609.
30. Djerroud B. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 034603.
31. Töke J. et al. // Ibid. V. 63. P. 024604.
32. Lynen U. et al. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 387. P. 129.
33. Chitwood C. B. et al. // Phys. Lett. B. 1983. V. 131. P. 289.
34. Jacak B. V. et al. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 1846.
35. Sobotka L. G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 2004.
36. McMahan M. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1995.
37. Han H. Y. et al. // Nucl. Phys. A. 1989. V. 492. P. 138.
38. Jing K. X. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 645. P. 203.
39. Charity R. J. et al. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 483. P. 371.
40. Vandenbosch R., Huizenga J. R. Nuclear Fission. N. Y.: Acad. Press, 1973.
41. Futami Y. et al. // Nucl. Phys. A. 1996. V. 607. P. 85.
42. Matsuse T. et al. // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 1380.
43. Boger J. et al. // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. P. 1597;
Boger J., Alexander J. M. // Phys. Rev. C. 1993. V. 50. P. 1006.
44. Charity R. J. et al. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 476. P. 516.
45. Kalandarov Sh. A. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 054607.
46. Sarantitis D. G. et al. // Phys. Lett. B. 1989. V. 218. P. 427.
47. Sobotka L. G. et al. // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 2713;
Sobotka L. G. Private commun.

48. Nagame Y. et al. // Nucl. Phys. A. 1990. V. 510. P. 518.
49. Lombardo I. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 024613.
50. Ademard G. et al. // Ibid. V. 83. P. 054619.
51. Knyazheva G. N. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 064602.
52. Viola V. E., Kwiatkowski K., Walker M. // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P. 1550.
53. Bondorf J. P., Sobel M., Sperber D. // Phys. Rev. C. 1974. V. 15. P. 83;
Glas D., Mosel U. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 237. P. 429.
54. Оганесян Ю. Ц., Черепанов Е. А. // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 18.
55. Gabin J. et al. // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 1018;
Ngo X. // Prog. Part. Nucl. Phys. 1985. V. 16. P. 139.
56. Gross D. H. E., Kalinowski H. // Phys. Rep. 1978. V. 45. P. 175;
Fröbrich P. // Phys. Rep. 1984. V. 116. P. 337.
57. Bass R. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 231. P. 45.
58. Blocki J. P. et al. // Ann. Phys. 1977. V. 105. P. 427.
59. Krappe H. J., Nix J. R., Sierk A. J. // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 992.
60. Berdichevsky D., Reisdorf W. // Z. Phys. A. 1987. V. 327. P. 217.
61. Satcher G. R., Love W. G. // Phys. Rep. 1975. V. 55. P. 183.
62. Gontchar I. I. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 024610.
63. Davis D. H. // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 2411.
64. Nasirov A. K. et al. // Nucl. Phys. A. 2005. V. 759. P. 342.
65. Nasirov A. K. et al. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 671. P. 165;
Mandaglio G. et al. // Yad. Fiz. 2009. V. 72. P. 1695.
66. Adamian G. G. et al. // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 373.
67. Sargsyan V. V. et al. // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 024607.
68. Sargsyan V. V. et al. // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 034606.
69. Sargsyan V. V. et al. // Ibid. P. 047603.
70. Antonenko N. V. et al. // Phys. Lett. B. 1993. V. 319. P. 425; Phys. Rev. C. 1995.
V. 51. P. 2635.
71. Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 633. P. 409;
Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Nucl. Phys. A. 2000. V. 678. P. 24.
72. Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 646. P. 29.
73. Nasirov A. K. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 044612;
Nasirov A. K. et al. // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 024606;
Jolos R. V. et al. // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 115.
74. Volkov V. V. // Phys. Rep. 1978. V. 44. P. 93;
Волков В. В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоиздат, 1982;
Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1879.

75. Adamian G. G. *et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 064303.
76. Adamian G. G. *et al.* // Nuovo Cim. 1997. V. 110. P. 1143.
77. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 011601(R).
78. Smirnov Yu. F., Tchuvil'sky Yu. M. // Phys. Lett. B. 1984. V. 314. P. 25.
79. Adamian G. G., Antonenko N. V., Tchuvil'sky Yu. M. // Phys. Lett. B. 1999. V. 451. P. 289.
80. Адамян Г. Г. и др. // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25. С. 1379.
81. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 618. P. 176; Adamian G. G. *et al.* // Ibid. V. 627. P. 361.
82. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 034601; 2004. V. 69. P. 014607; 044601.
83. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. // Clusters in Nuclei. Lecture Notes in Physics. No. 848 / Ed. by C. Beck. Berlin: Springer, 2012. V. 2. P. 165.
84. Shneidman T. M. *et al.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 671. P. 64; Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 064302.
85. Andreev A. V. *et al.* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 51; Eur. Phys. J. A. 2005. V. 26. P. 327.
86. Bohr N. // Nature. 1936. V. 137. P. 344.
87. Weisskopf V. // Phys. Rev. C. 1937. V. 52. P. 295; Weisskopf V., Ewing D. H. // Phys. Rev. 1940. V. 57. P. 472.
88. Музычка Ю. А., Пустыльник Б. И. // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 90; Пустыльник Б. И. // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31. С. 273.
89. Blann M. // Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 1770.
90. Игнатюк А. В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
91. Friedman W. A., Lynch W. G. // Phys. Rev. C. 1983. V. 28. P. 16.
92. Cole A. J. Statistical Models for Nuclear Decay. Bristol: IOP Publ. Ltd, 2000.
93. Hauser W., Feshbah H. // Phys. Rev. 1952. V. 87. P. 366.
94. Sierk A. J. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 582.
95. Beck C. *et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 227.
96. Gupta S. *et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 064613; Dey A. *et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 034608.
97. Charity R. J. // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 014610.
98. Boger J., Alexander J. M. // Phys. Rev. C. 1994. V. 50. P. 1006.
99. Mancusi D., Charity R. J., Cugnon J. // EPJ Web of Conf. 2011. V. 17. P. 10003.
100. Gupta R. K. *et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 024601.

101. *Kumar R., Gupta R. K.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 034602.
102. *Kaur M., Kumar R., Sharma M. K.* // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. P. 014609.
103. *Kalandarov Sh. A. et al.* // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 044603.
104. *Kalandarov Sh. A., Adamian G. G., Antonenko N. V.* // AIP Conf. Proc. 2010. V. 1304. P. 364.
105. *Kalandarov Sh. A., Adamian G. G., Antonenko N. V.* // Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Structure and Related Topics. Dubna, 2009. P. 264.
106. *Kalandarov Sh. A. et al.* // Acta Phys. Polon. B. 2011. V. 42. P. 1039.
107. *Kalandarov Sh. A. et al.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 054611.
108. *Kalandarov Sh. A. et al.* // Ibid. V. 84. P. 064601.
109. *Kalandarov Sh. A., Adamian G. G., Antonenko N. V.* // Proc. of the 2nd South Africa – JINR Symp. Dubna, 2010. P. 168.
110. *Adamian G. G. et al.* // Intern. J. Mod. Phys. E. 1996. V. 5. P. 191.
111. *Raman S., Nestor C. W., Jr., Tikkanen P.* // At. Data Nucl. Data Tables. 2001. V. 78. P. 1.
112. *Audi G., Wapstra A. M., Thibault C.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. P. 337.
113. *Möller P. et al.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1995. V. 59. P. 185.
114. *Åberg S., Jönsson L.-O.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1990. V. 40. P. 439;
Åberg S. // Nucl. Phys. A. 1993. V. 557. P. 17.
115. *Мигдал А. Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
116. *Hill D. L., Wheeler J. A.* // Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 1102.
117. *Adamian G. G. et al.* // Phys. Part. Nucl. 1994. V. 25. P. 583;
Adamian G. G. et al. // Nucl. Phys. A. 1993. V. 551. P. 321.
118. *Zubov A. S. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 014616.
119. *Bass R.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 265.
120. *Wieleczko J. -P.* Private commun.
121. *Charity R. J. et al.* // Nucl. Phys. A. 1990. V. 511. P. 59.
122. *Schneider W. F. W. et al.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 371. P. 493.
123. *Tripathi R. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 014610.
124. *Vardaci E. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2010. V. 43. P. 127;
Vardaci E. et al. // J. of Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 282. P. 012012.
125. *Volkov V. V. et al.* // Izv. AN SSSR. Ser. Fiz. 1978. V. 42. P. 2234;
Волков В. В. // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 2098.
126. *Sharma M. K. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 064608.
127. *Gomez del Campo J. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 43. P. 2689.
128. *Adamian G. G. et al.* // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 044605.
129. *Veselsky M. et al.* // Z. Phys. A. 1997. V. 356. P. 403.
130. *Hessberger F. P., Ninov V., Spoërel U.* // Z. Phys. A. 1991. V. 340. P. 171.