

ДВОЙНЫЕ ЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

Г. Г. Адамян^{1,2,*}, Н. В. Антоненко¹, А. С. Зубов¹

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Институт ядерной физики, Ташкент

ВВЕДЕНИЕ	1532
ДВОЙНЫЕ ЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ	1540
Особенности полного слияния тяжелых ядер	1540
Конкуренция между полным слиянием и квазиделением	1554
Конкуренция между полным слиянием и квазиделением в квазистационарном приближении	1571
Сечение образования испарительного остатка	1582
АДИАБАТИЧЕСКОЕ И ДИАБАТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ДИНАМИКИ ДЯС	1589
Проблемы адиабатического описания полного слияния тяжелых ядер	1589
Динамические ограничения полного слияния тяжелых ядер	1608
Переход от диабатики к адиабатике	1619
ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ТЕНДЕНЦИИ В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ, ПРИВОДЯЩИХ К ОБРАЗОВАНИЮ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР	1627
Нейтронноизбыточные налетающие ядра в реакциях полного слияния	1627
Изотопическая зависимость сечений в реакциях холодного слияния	1636
Изотопические зависимости сечений в реакциях горячего слияния	1642
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1649
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1650

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

ДВОЙНЫЕ ЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

Г. Г. Адамян^{1,2,*}, Н. В. Антоненко¹, А. С. Зубов¹

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Институт ядерной физики, Ташкент

Рассматривается формирование и эволюция двойных ядерных систем в реакциях полного слияния. На основе концепции двойной ядерной системы изучен процесс образования составного ядра. Приводятся аргументы, подтверждающие правильность этой концепции. Перечислены основные проблемы описания полного слияния в адиабатическом приближении. Показаны расчеты сечений испарительных остатков в реакциях полного слияния, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер. Рассмотрены изотопические зависимости сечений образования тяжелых ядер в реакциях полного слияния.

Formation and evolution of dinuclear systems in the complete fusion reactions is considered. On the basis of the dinuclear system concept, the process of formation of a compound nucleus is studied. The arguments, validating this concept, are adduced. The main problems of the description of complete fusion in the adiabatic approach are listed. Calculations of the evaporation residue cross sections in the complete fusion reactions, leading to the formation of the superheavy nuclei, are shown. Isotopic trends of the heavy nuclei formation cross sections are considered in the complete fusion reactions.

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

ВВЕДЕНИЕ

Двойные ядерные системы в ядерных реакциях. Открытие и исследование реакций глубоконеупругих передач (РГНП) [1–4], в которых происходит полная диссипация кинетической энергии столкновения, позволили по-новому подойти к механизму взаимодействия двух ядер. Двойная ядерная система (ДЯС), которая формируется в этих реакциях, участвует одновременно в двух ядерных процессах. Она эволюционирует по координате массовой (зарядовой) асимметрии и в то же время может распадаться на два фрагмента из всех промежуточных конфигураций. Изучая зарядовые, массовые и энергетические распределения продуктов РГНП для различных углов вылета,

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

что соответствует различным временам жизни ДЯС, можно получить достаточно полное представление о закономерностях ее эволюции [1–6]. РГНП успешно применялись для получения изотопов ядер, удаленных от линии стабильности. Выходы продуктов и основные характеристики этих реакций хорошо объясняются эволюцией ДЯС в рамках микроскопического транспортного подхода [7] к описанию динамики ДЯС.

Информация, полученная при исследовании РГНП, была использована для раскрытия механизма формирования составного ядра [8]. Оказалось, что основным содержанием процесса полного слияния ядер является формирование ДЯС и ее эволюция в направлении возрастания массовой (зарядовой) асимметрии. Этот подход к описанию процесса полного слияния ядер получил название концепции двойной ядерной системы (КДЯС) [9–11]. На основе этой концепции предложена и развита модель слияния ядер (модель ДЯС), которая впервые позволила учесть конкуренцию между полным слиянием и квазиделением, объяснить большой набор экспериментальных данных и сделать ряд успешных предсказаний [12–19].

Проведенный в рамках КДЯС анализ показал, что процесс полного слияния ядер включает в себя как динамическую, так и статистическую фазу. Стадия захвата налетающего ядра ядром-мишенью с образованием возбужденной ДЯС протекает в основном как динамический процесс, тогда как эволюция ДЯС к составному ядру подчиняется статистическим закономерностям. Таким образом, процесс полного слияния ядер включает в себя и динамику, и статистику, имеет как классический макроскопический, так и квантово-механический аспект.

Зачем нужны реакции полного слияния? Экспериментаторов привлекает возможность использования реакций полного слияния для синтеза новых элементов. Все новые трансменделеевы элементы ($Z > 101$) были синтезированы в реакциях полного слияния [20–55]. При слиянии ядер ^{48}Ca с актиноидами впервые в ЛЯР ОИЯИ были синтезированы ядра элементов 114–118 и получены прямые экспериментальные доказательства существования сверхтяжелых элементов, ядра которых обладают повышенной устойчивостью по отношению к α -распаду и спонтанному делению [38].

При слиянии двух массивных ядер соотношение между числом протонов и числом нейтронов в образовавшемся ядре существенно отличается от их соотношений в стабильных изотопах. Формируются ядра со значительным дефицитом нейтронов, что позволяет изучать свойства ядер в зависимости от их изотопического спина. Именно в реакциях полного слияния впервые наблюдались новые виды радиоактивного распада, обусловленные большим дефицитом нейтронов: запаздывающее деление, испускание запаздывающих протонов, эмиссия протонов из основного состояния. Реакции полного слияния наряду с РГНП и реакциями фрагментации дали возможность получать ядра, удаленные от линии стабильности.

Теоретический анализ реакций с тяжелыми ионами при низких энергиях. Для теоретического анализа реакций с тяжелыми ионами необходимо уметь описывать слияние двух ядер и РГНП, а также девозбуждение продуктов реакции. Последняя задача обычно решается путем использования статистических подходов [56–62], в которых ширины различных испарительных каналов и деления рассчитываются на основе статистической модели Вайскопфа [63]. Способ определения плотности уровней, а также задаваемые энергии связи ядер и барьеры деления оказывают существенное влияние на результаты вычислений. При рассмотрении девозбуждения составного ядра или продукта РГНП [64, 65] конкуренция различных каналов описывается путем введения соответствующих ширин распада. Простейшей моделью для описания статистических свойств возбужденных атомных ядер является модель ферми-газа, в которой нуклоны рассматриваются как невзаимодействующие фермионы [66].

Можно выделить два подхода к описанию взаимодействия между ядрами: диабатический и адиабатический. В диабатическом приближении исходят из того, что слияние протекает довольно быстро, за время порядка 10^{-20} с. За столь короткий интервал времени структурный запрет (следствие принципа Паули) [67, 68] сохраняется и препятствует существенному проникновению одного ядра в другое. При таком рассмотрении время жизни ДЯС сравнимо со временем слияния, которое определяется эволюцией ДЯС по координате массовой асимметрии. Для описания ДЯС необходимы следующие коллективные координаты: расстояние между центрами ядер R , массовая (зарядовая) асимметрия $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ ($\eta_Z = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$), где A_i (Z_i) — массы (заряды) ядер ДЯС, и деформации ядер ДЯС. Диабатический характер взаимодействия экспериментально подтверждается для РГНП. Использование его для реакций слияния требует обоснования, что и было сделано.

Для описания столкновений тяжелых ядер с энергиями вблизи кулоновского барьера (именно такие ядерные реакции используются для синтеза сверхтяжелых элементов) широкое распространение получил адиабатический подход в рамках жидкокапельной модели. В этом подходе в зоне перекрытия поверхностей ядер быстро растет шейка и ДЯС переходит в деформированное моноядро. Естественно, что для описания этого процесса и эволюции моноядра необходимо ввести дополнительную коллективную координату, характеризующую форму и размер шейки. В данной работе показано, что последовательное адиабатическое рассмотрение приводит к серьезным проблемам в описании основных закономерностей слияния тяжелых ядер.

В силу сложности описания эволюции ДЯС к составному ядру первые предложенные модели вынуждены были использовать существенные упрощения картины этого ядерного процесса. В основе большинства моделей лежало

предположение о том, что полное слияние ядер можно рассматривать в рамках жидкокапельной модели ядра, которая была использована для описания процесса деления ядер. В рамках этих моделей на первых порах удавалось описать имеющиеся экспериментальные данные. Однако при дальнейшем развитии экспериментальных исследований, и прежде всего при использовании более массивных налетающих ядер, возникали противоречия между расчетами и данными экспериментов. Эти расхождения указывали на неадекватность предполагаемой картины процесса полного слияния ядер реальному ядерному процессу.

В простейших моделях слияние представлялось как переход системы сталкивающихся ядер через одномерный потенциальный барьер по координате относительного расстояния R между центрами масс двух сталкивающихся ядер [69–72]. Барьер возникает из-за суперпозиции кулоновских сил отталкивания и ядерных сил притяжения. Кулоновская часть ядерного потенциала рассчитывалась достаточно просто, в то время как ядерная компонента определялась несколькими различными способами: эмпирической формулой Басса [73], потенциалом «proximity» [74], юкава-плюс-экспоненциальным потенциалом [75], потенциалом в формализме функционала плотности энергии [76], потенциалом однократной или двухкратной свертки [77]. Вычислив высоту входного кулоновского барьера, можно получить оценку минимальной энергии возбуждения составного ядра и найти сечение образования испарительных остатков на основе статистической модели [69, 78]. В моделях [69, 70, 72] рассматривалась диссипация начальной кинетической энергии столкновения. Например, в оптической модели [70] диссипация учитывалась феноменологически, а в модели поверхностного трения [72] динамика процесса описывалась классическими уравнениями движения с учетом феноменологически определяемых сил трения. Рассмотренные модели [69–71] являются фактически моделями захвата, так как предполагалось, что захват налетающего ядра ядром-мишенью приводит с неизбежностью к формированию составного ядра. Для относительно легких ядер эти модели позволяли рассчитывать сечение полного слияния, которое совпадает с сечением захвата. Однако в реакциях с более массивными тяжелыми ионами ($Z_1 Z_2 \geq 1600$) система, образовавшаяся на стадии захвата, с большой вероятностью эволюционирует в канал квазиделения, т. е. распадается на два фрагмента без формирования составного ядра. Поскольку в рамках этих достаточно простых моделей не учитывался процесс квазиделения, играющий доминирующую роль в реакциях синтеза актинидов и трансактинидов, рассчитанные сечения образования составного ядра и, соответственно, сечения образования испарительных остатков не согласовывались с экспериментальными данными.

Макроскопическая динамическая модель (МДМ) была первой адиабатической моделью, в которой описывался весь процесс слияния от момента

соприкосновения поверхностей ядер до момента формирования составного ядра [79]. В рамках этой модели сталкивающиеся ядра рассматриваются как капли вязкой ядерной жидкости, слияние которых является чисто динамическим процессом и описывается детерминированными классическими уравнениями движения. Переход от точки контакта к состоянию составного ядра сопровождается при этом образованием значительной шейки между фрагментами. Ядра теряют свою индивидуальность, образуя сильно деформированное моноядро. Преодолевая ядерное трение за счет запаса кинетической энергии столкновения, моноядро эволюционирует к более компактной форме, характерной для составного ядра. Полное слияние ядер реализуется, если моноядро окажется за барьером деления составного ядра. Если же кинетическая энергия окажется недостаточной (меньше, чем пороговая энергия, названная «extra-extra-push»), моноядро уходит в канал квазиделения. Однако в данной модели не учитывалась конкуренция между каналами полного слияния и квазиделения, ведущая к сильному уменьшению сечения слияния. В этой модели пренебрегалось влиянием оболочечных эффектов и структурных запретов, связанных с действием принципа Паули, на процесс слияния. Нужно отметить успехи МДМ в описании реакции слияния не очень тяжелых ядер. Однако она дает существенно завышенные оценки сечения образования трансактинидов, а также не способна объяснить низкую энергию возбуждения составных ядер в реакциях холодного слияния, используемых для синтеза сверхтяжелых элементов с атомными номерами $Z = 104-113$ [80].

В работах [81, 82] МДМ была модифицирована включением в расчеты тепловых флуктуаций, что позволило учесть конкуренцию между процессами полного слияния и квазиделения. Также в работе [81] были учтены оболочечные поправки при расчете потенциальной поверхности в рамках двухцентральной оболочечной модели. Но, с другой стороны, использовались гидродинамические массовые параметры. Предсказания этих моделей о выгодности синтеза сверхтяжелых ядер в симметричных реакциях противоречат известным систематикам [80]. На основе двухцентральной оболочечной модели (TCM) [83, 84] в работе [85] было показано, что адиабатический механизм слияния [79, 81, 82], который связан с быстрым ростом шейки при переходе от входной ДЯС к составному ядру и движением к меньшим относительным расстояниям R , переоценивает на несколько порядков сечения слияния и не воспроизводит экспериментальные изотопические зависимости вероятности слияния. Например, в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ рассчитанная вероятность слияния при энергии столкновения вблизи кулоновского барьера равна 10^{-2} , а эксперимент дает лишь $5 \cdot 10^{-5}$. Причиной такого расхождения является отсутствие в этих моделях структурных запретов на рост шейки и движения к меньшим R из-за действия принципа Паули и большого массового параметра для координаты шейки [67, 85–87].

Более успешной, чем рассмотренные выше модели, является адиабатическая модель ДЯС [9, 85, 88, 89], которая подробно представлена в данной работе. В отличие от других моделей слияния, где коллективной координатой, вдоль которой происходит слияние, является относительное расстояние R (или удлинение системы), в модели ДЯС слияние представляется как движение по коллективной координате массовой асимметрии η . Слияние описывается как эволюция ДЯС к составному ядру за счет передачи нуклонов из легкого ядра в тяжелое. Квазиделение рассматривается как распад ДЯС, 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 при эволюции ДЯС к составному ядру; 3) доминирующую роль канала квазиделения в реакциях холодного и горячего слияния, приводящих к образованию трансактиноидов. Поэтому предсказание сечений образования испарительных остатков невозможно без корректного расчета вероятности слияния [88–91].

Модель ДЯС успешно использовалась при описании реакций слияния и РГНП с тяжелыми ионами. Было показано, что благодаря конкуренции между слиянием и квазиделением вероятность слияния сильно уменьшается с уменьшением асимметрии во входном канале, что прекрасно согласуется с экспериментом [92–94]. Предсказательная способность модели заключается в возможности описания сечений слияния в реакциях, для которых экспериментальные значения различаются на несколько порядков величины. В рамках модели ДЯС были вычислены сечения образования сверхтяжелых ядер в реакциях холодного [88–91] и горячего [94, 95] слияния. Было 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 росту сечений образования испарительных остатков.

Сверхтяжелые ядра. Ограниченное число химических элементов, наблюдаемых в природе, связано со стабильностью атомных ядер. Изменение отношения протонов и нейтронов в ядре ведет к его радиоактивному распаду, увеличение числа нуклонов — к спонтанному делению. При $Z \geq 100$ жидкокапельный барьер исчезает и ядро оказывается неустойчивым по отношению к спонтанному делению. Однако в дальнейшем было установлено, что оболочечная структура ядра оказывает существенное влияние на его стабильность из-за наличия оболочечной компоненты барьера деления для ядер

с $Z \geq 100$ [96]. Если пренебречь микроскопической поправкой энергии связи ядра в седловой точке, то высота барьера деления будет определяться разностью высоты жидкокапельного барьера деления и энергии оболочечной поправки основного состояния ядра. Таким образом, существование как сферических, так и деформированных сверхтяжелых элементов является одним из ярких проявлений оболочечной структуры атомных ядер. После «сферических» оболочек $Z = 82$ и $N = 126$ (^{208}Pb) стабильность ядра быстро уменьшается с ростом Z до трансурановой области, где эта тенденция изменяется из-за влияния оболочечных щелей в одночастичном спектре протонных и нейтронных уровней около $Z = 100$ и $N = 152$, которые проявляются при деформированной форме ядра и обеспечивают необычно сильную стабильность ядра ^{252}Fm по отношению к спонтанному делению [97]. Барьеры деления между ядрами Fm и Hs остаются приблизительно постоянными и довольно высокими, так как уменьшение жидкокапельного барьера компенсируется постоянно увеличивающейся отрицательной оболочечной поправкой к энергии связи основного состояния. Причем все эти ядра в основном состоянии являются деформированными. Экспериментальное изучение спонтанного деления изотопов с $Z = 104$ и $Z = 106$ показало, что ядро ^{260}Sg более стабильно к спонтанному делению, чем ^{256}Rf [98]. Это было первым экспериментальным доказательством увеличения стабильности ядер с $Z > 104$. Дальнейшие эксперименты [28] подтвердили теоретические предсказания макроскопическо-микроскопических подходов [99, 100] относительно существования «деформированной» замкнутой подоболочки в окрестности $Z = 108$ и $N = 162$.

В макроскопическо-микроскопических подходах [100, 101], основанных на методе В. М. Струтинского, максимальная отрицательная оболочечная поправка предсказана для ядра $^{298}114$, т. е. данное ядро считается следующим дважды магическим после ядра ^{208}Pb . Замкнутая оболочка $Z = 114$ исчезает в рамках самосогласованных моделей среднего поля с силами Гогни [102], практически со всеми силами Скирма [103] и релятивистских моделей среднего поля [104]. С другой стороны, в рамках микроскопических моделей все предсказания макроскопическо-микроскопических подходов (в частности, о «деформированных» подоболочках $Z = 108$ и $N = 162$, «сферической» оболочке $N = 184$ и переходе от деформированных сверхтяжелых ядер к сферическим) были подтверждены. Хартри-фоковские расчеты с использованием некоторых сил Скирма [105] предсказывают дважды магическое ядро с $Z = 126$ и $N = 184$. Релятивистские модели среднего поля [104], некоторые хартри-фоковские модели с силами Скирма [106] и самосогласованная модель среднего поля с силами Гогни [102] предсказывают замкнутую протонную оболочку для ядра $^{292}120$. Резюмируя, можно сказать, что большой «остров стабильности» сферических сверхтяжелых ядер ожидается в окрестностях $Z = 120-126$ и $N = 172-184$.

Элементы с Z от 102 до 106 были синтезированы в реакциях полного слияния ионов ^{13}C , ^{15}N , ^{18}O , ^{22}Ne с актинидными мишенями при энергиях столкновения около кулоновского барьера [23, 30]. Составное ядро, образовавшееся в таких реакциях, имеет энергию возбуждения 40–50 МэВ и переходит в основное состояние, главным образом, за счет испарения 4–5 нейтронов. Из-за большого числа испарительных нейтронов и ослабления оболочечных эффектов с ростом энергии возбуждения деление составного ядра стало главным фактором снижения сечения образования испарительных остатков с увеличением их атомного номера. Следует отметить, что ядра от No до Sg, в отличие от ядер Pu–Md, были идентифицированы не химическими методами, а с помощью физического анализа их радиоактивных распадов.

Для выбора оптимальных условий синтеза необходимо найти оптимальный баланс между двумя противоположными требованиями увеличения вероятности слияния ядер и уменьшения вероятности деления образовавшегося возбужденного составного ядра. Для уменьшения энергии возбуждения составного ядра и повышения выхода синтезированного элемента во входном канале реакции стали использовать магические ядра, значительная энергия связи которых, высвобождаясь, компенсирует кинетическую энергию, необходимую для преодоления кулоновского барьера. В реакциях холодного слияния [21], где в качестве мишеней используются магические ядра ^{208}Pb или ^{209}Bi , а в качестве ядер-снарядов — ионы тяжелее аргона, промежуточные составные ядра имеют энергию возбуждения порядка 10–18 МэВ. В этих реакциях с вылетом одного испарительного нейтрона были впервые получены сверхтяжелые элементы с $Z = 107–112$ [29, 32, 34]. Однако при переходе от 107-го элемента к 113-му [36] сечение образования испарительного остатка уменьшается примерно на три порядка и достигает значения $\sim 0,05$ пб, что является пределом экспериментальных возможностей в настоящее время. В работах [88, 89] было установлено, что в реакциях холодного слияния квазиделение является главным процессом, определяющим уменьшение сечения образования сверхтяжелого элемента с ростом его атомного номера или зарядового числа налетающего пучка. Кроме того, ядра, полученные в реакциях холодного слияния, являются нейтронодефицитными, и дальнейшее продвижение к предсказанной области сферических сверхтяжелых элементов ($N \approx 184$) невозможно с помощью этих реакций.

Успешным путем синтеза сверхтяжелых элементов с избытком нейтронов и большими значениями Z (до $Z = 118$) являются реакции горячего слияния, в качестве мишеней в которых используются актиниды, а в качестве ядра-снаряда — дважды магическое ядро ^{48}Ca [20]. Характерные энергии возбуждения составных ядер в этом случае составляют около 30–40 МэВ, и переход составного ядра в основное состояние происходит путем эмиссии 3–4 нейтронов, что меньше на 1–2 нейтрона, чем в других реакциях горячего слияния. Таким образом, магичность ядра ^{48}Ca ведет к понижению энергии

возбуждения, хотя и не так сильно, как в случае использования ядер ^{208}Pb и ^{209}Bi . Реакции горячего слияния с пучком ^{48}Ca уступают реакциям холодного слияния по выживаемости составного ядра, но выигрывают по сечению слияния [91, 94, 95]. Для асимметричных реакций с участием ^{48}Ca вероятность слияния на несколько порядков больше, чем для более симметричных реакций холодного слияния. Эксперименты по синтезу сверхтяжелых изотопов с использованием пучков ^{48}Ca проводились в ЛЯР ОИЯИ, GSI (Дармштадт) и LBNL (Беркли). В результате были получены элементы с $Z = 112-118$ с сечениями порядка 0,2–8 пб [38, 39, 45, 46, 52]. Причем элемент с $Z = 112$ был идентифицирован с помощью как физического, так и химического метода [54]. Следует также отметить, что самые тяжелые изотопы элементов с $Z = 104-108$, 110 были получены в асимметричных реакциях горячего слияния [28]. В настоящее время предпринимаются попытки синтеза изотопов с $Z \geq 119$ в реакциях горячего слияния с пучками ионов ^{50}Ti и ^{54}Cr [48]. Предприняты попытки синтеза элемента с $Z = 120$ в реакциях $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ [41] и $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ [42].

1. ДВОЙНЫЕ ЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ

1.1. Особенности полного слияния тяжелых ядер. Модель критического расстояния [107], оптическая модель [70] и модель поверхностного трения [72], широко используемые до начала 1990-х гг. для вычисления сечений полного слияния, не рассматривали непосредственно механизм образования составного ядра. Постулировалось, что после захвата налетающего ядра ядром-мишенью полное слияние происходит неизбежно, т. е. процесс формирования составного ядра в этих моделях похож на ядерный коллапс. Макроскопическая динамическая модель [79] позволила проследить временную эволюцию сливающейся системы. Однако при замене в этой модели атомных ядер однородными и бесструктурными каплями гипотетической ядерной жидкости неизбежно искажается реальный процесс слияния.

В [8] был предложен новый подход к анализу процесса полного слияния, основанный на информации о взаимодействии двух сложных ядер, которая была получена при исследовании РГНП. В нем полное слияние ядер интерпретируется следующим образом. На стадии захвата после полной диссипации кинетической энергии относительного движения формируется ДЯС. ДЯС эволюционирует к составному ядру посредством перехода нуклонов от легкого ядра к тяжелому. Этот подход составляет основу модели ДЯС.

Как же раскрыть реальный механизм формирования составного ядра? Вычисление сечений формирования составных ядер в реакциях полного слияния массивных ядер ($A \geq 100$) является хорошим тестом для существующих

моделей. В качестве примера сравним экспериментальные данные [27, 108] по сечениям образования испарительных остатков в реакциях $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ с результатами, полученными в рамках стандартных моделей: оптической модели [70], модели с поверхностным трением [72] и макроскопической динамической модели [79]. Вычисления включают определение сечения формирования составного ядра и анализ конкуренции между различными испарительными каналами. Полученные результаты демонстрируют драматическое расхождение с экспериментальными данными. Например, для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ сечения переоцениваются на несколько порядков. По нашему мнению, основная причина данного расхождения заключается в том, что в рассмотренных моделях полного слияния не учитывалась конкуренция между полным слиянием и квазиделением. На основе концепции ДЯС была предложена модель для расчета этой конкуренции в массивных симметричных, а затем и асимметричных ДЯС, образованных при энергиях столкновения выше кулоновского барьера.

1.1.1. Сечения формирования составного ядра в рамках оптической модели. Сечение формирования составного ядра σ_{CN} оценивалось с помощью одного из вариантов оптической модели, который использовался для описания экспериментальных данных по синтезу трансурановых элементов в асимметричных реакциях [70]. Параметры модели подобраны для широкой области значений $Z_1 Z_2$, произведения атомных чисел сталкивающихся ядер, из сравнения результатов вычислений с экспериментальными данными.

Сечение σ_{CN} является частью полного сечения реакции:

$$\sigma_R(E_{\text{cm}}) = \pi \lambda^2 \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) T(E_{\text{cm}}, J). \quad (1)$$

Здесь λ — длина волны де Бройля для относительного движения взаимодействующих ядер; E_{cm} — энергия столкновения в системе центра масс и $T(E_{\text{cm}}, J)$ — коэффициент проникновения J -й парциальной волны через потенциальный барьер. $T(E_{\text{cm}}, J)$ можно приближенно заменить вероятностью прохождения параболического барьера. Потенциал, описывающий взаимодействие ядер, включает ядерный, кулоновский и центробежный потенциалы:

$$V(R) = V_N + V_C + V_r, \quad (2)$$

$$V_N = V_0 \left\{ 1 + \exp \left[\frac{R - r_{0v}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d} \right] \right\}^{-1}, \quad (3)$$

$$V_C = \begin{cases} Z_1 Z_2 e^2 / R, & \text{если } R > R_C, \\ Z_1 Z_2 e^2 / 2R_C (3 - R^2 / R_C^2), & \text{если } R \leq R_C, \end{cases} \quad (4)$$

$$V_r = \hbar^2 J(J+1) / 2\mu R^2, \quad (5)$$

где R — расстояние между центрами ядер; $R_C = 1,3(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ фм и μ — приведенная масса системы. Величины, соответствующие ядру-снаряду и ядру-мишени, отмечены индексами 1 и 2 соответственно. Параметры V_0 , r_{0v} и d взяты из работы [70].

В классической оптической модели сечение σ_{CN} вычисляется с использованием мнимой части ядро-ядерного потенциала. В [70] предложена эмпирическая систематика отношения σ_{CN}/σ_R от Z_1Z_2 . Эта систематика — результат сравнения экспериментальных значений σ_{CN} и σ_R , полученных в десятках реакций. Значения σ_{CN} в реакциях $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ были определены на основе вычисленного σ_R и эмпирической систематики для отношения σ_{CN}/σ_R [70].

1.1.2. Сечения захвата в рамках модели с поверхностным трением. В наших вычислениях использовался один из последних вариантов модели с поверхностным трением, которая принимает во внимание динамическую деформацию сталкивающихся ядер [72]. В модели предполагается, что захват (слияние) происходит, если налетающее ядро после полной диссипации кинетической энергии и углового момента оказывается в кармане потенциала $V(R, \beta_i)$ (β_i — параметры квадрупольной деформации ядер). Решая систему классических уравнений движения с ядерным трением, можно найти критический угловой момент J_c . Все траектории с $J < J_c$ приводят к захвату или полному слиянию. В приближении резкого обрезания сечение захвата (полного слияния) определяется выражением

$$\sigma_c(E_{cm}) = \pi \chi^2 \sum_{J=0}^{J_c} (2J+1) = \pi \chi^2 (J_c + 1)^2. \quad (6)$$

В реакциях с относительно легкими налетающими ядрами σ_c действительно равны σ_{CN} . В реакциях же с массивными ядрами, где квазиделение играет доминирующую роль, модель поверхностного трения можно использовать только для расчета σ_c . Для реакций $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ мы вычислили сечения образования испарительных остатков σ_{ER} , предполагая $\sigma_c = \sigma_{CN}$. Сравнение вычисленных σ_{ER} с экспериментальными значениями позволяет оценить роль квазиделения в этих реакциях.

1.1.3. Сечения формирования составного ядра в рамках МДМ. Вариант МДМ [79] используется для вычисления сечений σ_{CN} в реакциях $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$:

$$\begin{aligned} \sigma_{CN}(E_{cm}) = \\ = \frac{\pi r_c^2}{E_{cm}} \left[\sqrt{\left(\frac{c_1 c_2 + 0,5}{c_2^2}\right)^2 - \left(\frac{c_1^2 + E_B - E_{cm}}{c_2^2}\right)} - \left(\frac{c_1 c_2 + 0,5}{c_2^2}\right) \right], \quad (7) \end{aligned}$$

где

$$c_1 = k^{1/2} \left[\left(\frac{Z^2}{A} \right)_{\text{eff}} - \left(\frac{Z^2}{A} \right)_{\text{eff}}^{\text{thr}} \right], \quad c_2 = \frac{k^{1/2} r_0}{e^2} \frac{8f^2}{(A_1 A_2)^{1/3}},$$

$$k = 2025(A_1 A_2)^{1/3} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2 \cdot 32 \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{m c^2 a^2}{A_1 + A_2},$$

$$r_c = D_1 + D_2 + 1,44 \text{ фм}, \quad D_i = R_i - 1/R_i,$$

$$R_i = 1,28 A_i^{1/3} - 0,76 + 0,8 A_i^{-1/3}, \quad m c^2 = 931 \text{ МэВ}, \quad r_0 = 1,224 \text{ фм}.$$

В [7] рекомендуются следующие значения параметров:

$$f = 3/4, \quad a = 12, \quad \left(\frac{Z^2}{A} \right)_{\text{eff}}^{\text{thr}} = 33.$$

В МДМ результат столкновения массивных ядер зависит от соотношения между кинетической энергией столкновения E_{cm} , высотой кулоновского барьера V_b и энергией E_{xx} «extra-extra push». Если $E_{\text{cm}} > V_b + E_{xx}$, то во время столкновения ядерная система достигает конфигурации более компактной, чем конфигурация в седловой точке составного ядра, таким образом, происходит полное слияние. В случае $E_{\text{cm}} < V_b + E_{xx}$ ядра не могут слиться и система распадается через каналы квазиделения и глубоконеупругих передач. В реакции $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ $E_{xx} = 1$ МэВ, а в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ $E_{xx} = 60$ МэВ [79]. Поскольку во второй реакции входной кулоновский барьер Басса равняется 228 МэВ, МДМ, как ожидается, применима для описания σ_{CN} только при $E_{\text{cm}} > 288$ МэВ.

Рассчитанные сечения образования испарительных остатков для реакций $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ сравниваются на рис. 1 с экспериментальными данными [27, 108]. Видно, что существующие модели не в состоянии описать экспериментальные данные. Вычисленные сечения образования составного ядра по оптической модели и модели с поверхностным трением сильно переоценены, особенно для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. МДМ дает меньшие σ_{CN} для этой реакции, но расхождение между результатами расчета и экспериментальными данными составляет несколько порядков. Таким образом, в рамках существовавших моделей нельзя было объяснить симметричные реакции полного слияния массивных ядер. Поэтому для объяснения сильного уменьшения сечений образования испарительных остатков в этих реакциях была использована модель ДЯС.

1.1.4. Полное слияние массивных ядер: барьер слияния нового типа. Согласно модели ДЯС первая стадия реакции полного слияния ядер заканчивается формированием ДЯС. Дальнейшая эволюция ДЯС определяется потенциальной энергией системы

$$U(R, \eta, \eta_Z, \beta_1, \beta_2, J) = B_1 + B_2 + V(R, \eta, \eta_Z, \beta_1, \beta_2, J), \quad (8)$$

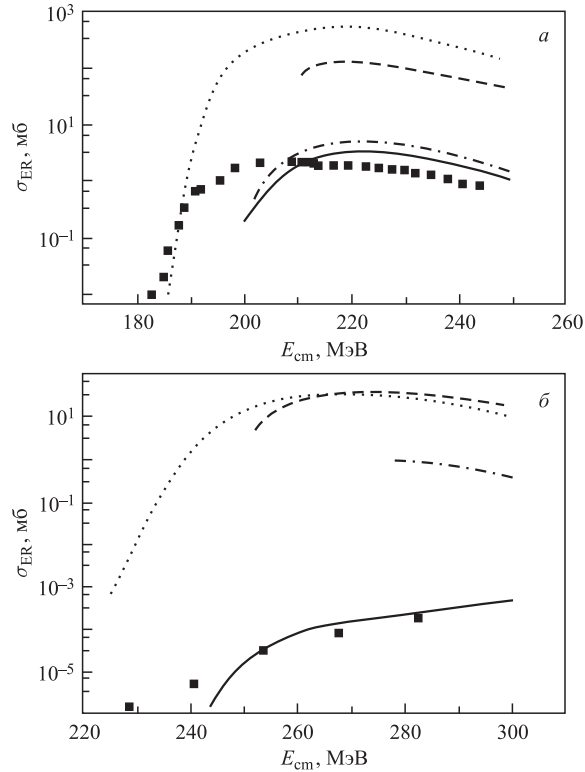


Рис. 1. Зависимости сечений образования испарительных остатков от энергии E_{cm} для реакций $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ (а) и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ (б). Результаты расчетов в рамках оптической модели, модели поверхностного трения, динамической макроскопической модели и модели ДЯС показаны пунктирной, штриховой, штрихпунктирной и сплошной линиями соответственно. Экспериментальные данные показаны темными квадратами

где B_1 и B_2 — энергии связи ядер ДЯС (с учетом оболочечных поправок); β_1 и β_2 — параметры квадрупольной деформации ядер ДЯС. Если для β_1 , β_2 известны экспериментальные значения, то в выражении (8) используются они; если нет, то величины, предсказанные в [109]. Вместо η (η_Z) можно использовать Z (A) — заряд (массу) одного из ядер ДЯС. Ядро-ядерный потенциал [9, 92]

$$\begin{aligned}
 V(R, \eta, \eta_Z, \beta_1, \beta_2, J) &= \\
 &= V_C(R, \eta_Z, \beta_1, \beta_2) + V_N(R, \eta, \beta_1, \beta_2) + V_r(\eta, \beta_1, \beta_2, J), \quad (9)
 \end{aligned}$$

используемый в выражении (8), есть сумма кулоновского V_C , ядерного V_N и центробежного V_r потенциалов. Для вычисления ядерного потенциала

$$V_N = \int \rho_1(\mathbf{r}_1)\rho_2(\mathbf{R} - \mathbf{r}_2)F(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \quad (10)$$

нами был использован метод двойной свертки с эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием $F(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, зависящим от ядерной плотности [92, 110]. Из-за малости перекрытия ядер ДЯС при вычислении ядро-ядерного потенциала можно использовать предположение о замороженных плотностях. Это предположение эквивалентно предположению о сохранении индивидуальности ядер ДЯС в ходе эволюции системы и полностью соответствует концепции ДЯС. Плотности ядер ρ_i выбирались в виде симметризованных функций Вудса–Саксона с параметрами ядерного радиуса $r_0 = 1,15$ фм и диффузности $a = 0,55$ фм [110]. Изотопический состав ядер, образующих ДЯС, обычно выбирается из условия установления N/Z -равновесия. В данной работе мы ограничились случаем, когда ядра ДЯС являются сфероидами и ориентированы вдоль оси симметрии ДЯС. При этом расстояние между их центрами, соответствующее локальному потенциальному минимуму, составляет $R = R_m \approx R_1(1 + \sqrt{5/(4\pi)}\beta_1) + R_2(1 + \sqrt{5/(4\pi)}\beta_2) + 0,5$ фм ($R_{1,2} = 1,15A_{1,2}^{1/3}$ фм).

Рассчитанные потенциальные энергии ДЯС для реакций $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ представлены в работах [9, 10]. В качестве первого приближения при больших энергиях возбуждения использовались жидкокапельные массы ядер [111] и сферическая форма ядер ДЯС.

В дополнение к методу двойной свертки для расчета ядерного взаимодействия $V_N(R)$ можно использовать феноменологический потенциал «proximity». Согласно [112] выражение для «proximity» потенциала $V_N(R)$ имеет вид

$$V_N(R) = -2\pi(\gamma_1 + \gamma_2)\bar{R}s_0 \begin{cases} \frac{5}{3} \left(1 + \frac{s}{s_0}\right) \exp\left[-\frac{1,6s}{s_0}\right], & s \geq 0, \\ \frac{5}{3} - \frac{s}{s_0} - \frac{1}{2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^2, & s < 0, \end{cases} \quad (11)$$

где $\gamma_i = 0,9517[1 - 1,7826(1 - 2Z_i/A_i)^2]$, $s = R - R_{1p} - R_{2p}$, $R_{ip} = 1,17A_i^{1/3}$ фм, $\bar{R} = R_{1p}R_{2p}/(R_{1p} + R_{2p})$ и $s_0 = 1$ фм. Здесь s — расстояние между поверхностями взаимодействующих сферических ядер.

Слабое перекрытие ядер в ДЯС [69] использовалось при расчете кулоновского потенциала. Предел полного слияния реализуется в ДЯС, эволюционирующей к составному ядру, поэтому центробежный потенциал $V_r(R)$ имеет следующий вид:

$$V_r(R) = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2(j_1 + j_2 + \mu R^2)}, \quad (12)$$

где $j_i = 2mA_i R_i^2/5$ — твердотельные моменты инерции ядер ДЯС.

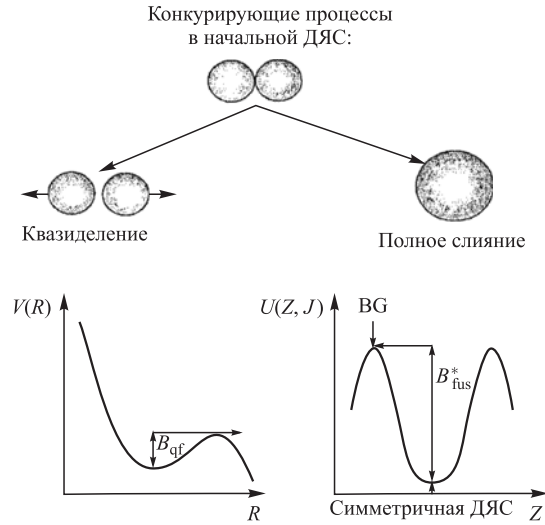


Рис. 2. Схематическое представление конкуренции между процессами полного слияния и квазиделения. Также показаны потенциальная энергия ДЯС $U(Z, J)$ и ядро-ядерный потенциал как функции зарядовой асимметрии и R соответственно

Зависимости потенциальной энергии ДЯС $U(Z, J)$ от зарядовой асимметрии и ядро-ядерного потенциала $V(R)$ от R представлены схематично на рис. 2. Заметим, что для реакций $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ начальная ДЯС локализована в минимуме потенциальной энергии и представляет собою гигантскую ядерную молекулу. Из рис. 2 (правая часть) понятно, что на пути к составному ядру ДЯС должна преодолеть потенциальный барьер слияния B_{fus}^* , равный разности потенциальных энергий в точке Бусинаро–Галлоне (Businaro–Gallone, BG) и симметричной конфигурации ДЯС. Даже при значительном избытке кинетической энергии сталкивающихся ядер относительно входного кулоновского барьера существует барьер слияния на пути ДЯС к составному ядру. Это отличительная особенность полного слияния массивных ядер в рамках подхода ДЯС. В дальнейших вычислениях $V_N(R)$ мы использовали микроскопически обоснованный потенциал двойной свертки. С этим потенциалом хорошо описываются высоты и положения кулоновских барьеров для многих реакций. Вычисления с потенциалом «proximity» приводят к меньшему значению величины B_{fus}^* и, соответственно, к увеличению σ_{CN} (рис. 3). Поэтому полное сечение слияния массивных ядер оказывается достаточно чувствительным к способу расчета потенциала $V(R)$, что можно использовать для более точного определения ядерной части $V_N(R)$.

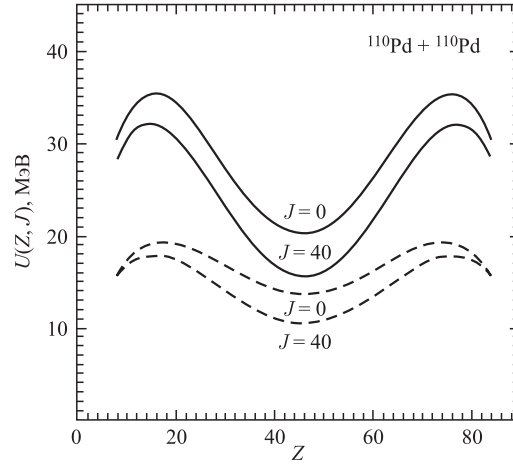


Рис. 3. Потенциальная энергия ДЯС как функция зарядовой асимметрии при $J = 0$ и $J = 40$ для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. Для расчета ядерного взаимодействия использованы методы «proximity» (штриховые линии) и двойной свертки (сплошные). Энергия нормирована на полную энергию соответствующего составного ядра

Барьер слияния B_{fus}^* и величина «extra-extra push» в МДМ [79] имеют разную физическую природу. «Extra-extra push» — дополнительная кинетическая энергия над входным потенциальным барьером, необходимая для достижения системой сливающихся ядер более компактной формы, чем форма делящегося составного ядра в седловой точке. В отличие от МДМ в подходе ДЯС источником энергии для преодоления барьера B_{fus}^* является энергия возбуждения ДЯС. Действительно, энергия возбуждения позволяет системе за счет диффузии достичь такого перераспределения нуклонов между ядрами ДЯС, после которого система оказывается на вершине внутреннего барьера слияния. Эти изменения A_i и Z_i могут быть рассмотрены как диффузии по массовой и зарядовой асимметриям ДЯС. После достижения барьера слияния ДЯС неминуемо переходит в составное ядро, так как потенциальная энергия ДЯС уменьшается с увеличением асимметрии.

Если посмотреть на ядро-ядерный потенциал во входном канале $V(R)$ (рис. 2), то мы увидим, что после захвата налетающего ядра ядром-мишенью образовавшаяся ДЯС находится в потенциальном кармане. Из мелкого потенциального кармана ДЯС может легко распасться на два фрагмента, имеющих близкие массы, т. е. начальная ДЯС уходит в канал квазиделения. Малые значения σ_{ER} , особенно в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$, указывают на преобладание канала квазиделения над каналом полного слияния. При определении σ_{ER} необходимо учитывать конкуренцию между этими каналами. Нами была

предложена модель для расчета σ_{CN} и описания конкуренции между полным слиянием и квазиделением.

1.1.5. Модель конкуренции между полным слиянием и квазиделением в массивных симметричных ДЯС. В соответствии с [8] процесс слияния начинается сразу после формирования ДЯС во входном канале. Тепловое равновесие устанавливается в ДЯС довольно быстро, за несколько единиц 10^{-22} с. Поскольку время квазиделения как минимум на порядок больше [69], то можно использовать статистический подход для анализа конкуренции между полным слиянием и квазиделением. Применимость статистического подхода к ДЯС экспериментально обосновывается наличием Q_{gg} -систематики для продуктов РГНП [2].

Предположим, что вероятности для начальной ДЯС достичь составного ядра или распасться в канале квазиделения определены плотностями состояний ДЯС на барьерах квазиделения и полного слияния. Подобный подход использовался в [113] для описания зарядовых распределений в РГНП. Барьер слияния B_{fus}^* находится из расчета потенциальной энергии ДЯС $U(Z, J)$ (см. рис. 2). Как же оценить барьер квазиделения? Обычно квазиделение рассматривают в асимметричных ядерных системах [71]. Эти системы эволюционируют к симметричной конфигурации с последующим распадом на два близких по массе фрагмента. В реакциях $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ начальная ДЯС уже является симметричной в момент образования. Симметричная ДЯС наиболее легко распадается из-за максимального кулоновского отталкивания в данной системе. В процессе квазиделения ДЯС должна преодолеть потенциальный барьер B_{qf} , который совпадает с глубиной кармана потенциала взаимодействия $V(R)$ (см. рис. 2).

В общем случае сечение слияния записывается в следующем виде:

$$\sigma_{\text{CN}} = \pi \lambda^2 \sum_{J=0}^{J_f} (2J+1) T(E_{\text{cm}}, J) P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J), \quad (13)$$

где J_f — угловой момент, при котором исчезает барьер деления, т. е. при больших угловых моментах составное ядро не образуется. Последний множитель P_{CN} учитывает конкуренцию между полным слиянием и квазиделением. В оптической модели и в модели с поверхностным трением предполагается, что $P_{\text{CN}} = 1$. В этих моделях слияние ядер хорошо описывается, когда канал квазиделения подавлен. Однако в случае симметричной комбинации массивных сталкивающихся ядер квазиделение доминирует. Согласно данным [114] в процессе квазиделения легкие частицы не уносят заметную часть энергии возбуждения системы. В модели ДЯС вероятность полного слияния:

$$P_{\text{CN}} = \frac{\rho_{B_{\text{fus}}^*}}{\rho_{B_{\text{fus}}^*} + \rho_{B_{\text{qf}}}}. \quad (14)$$

Здесь для расчета плотностей уровней ДЯС используем следующее выражение [115]:

$$\rho_i(E_i^*) = \left[\frac{g^2}{g_1 g_2} \right]^{1/2} \frac{g}{6^{3/4} (2gE_i^*)^{5/4}} \exp [2(aE_i^*)^{1/2}], \quad (15)$$

где i обозначает B_{fus}^* или B_{qf} , g_1 и g_2 — плотности одночастичных состояний около поверхности Ферми для ядер ДЯС, $2g = g_1 + g_2$, и $a = \pi^2 g/3$. Величины g_1 и g_2 взяты из систематики, предложенной в работе [59]. Энергия возбуждения E_i^* определяется разницей между энергией возбуждения ДЯС в симметричной конфигурации $E^* = E_{\text{cm}} - V(R_m)$ и величиной соответствующего барьера.

В классических моделях квазиделения [71] начальная асимметричная ДЯС, образовавшаяся во входном канале, эволюционирует к симметричной конфигурации ДЯС, из которой она распадается на два близких по массе фрагмента. Возможность распада из асимметричной конфигурации игнорируется. В то же самое время есть определенная вероятность распада ДЯС из промежуточных конфигураций во время диффузии к точке ВГ. Вопрос состоит в том, сопоставима ли эта вероятность с вероятностью квазиделения из симметричной конфигурации. Для оценки вероятности квазиделения из промежуточных конфигураций мы взяли распределение по Z в начальной ДЯС пропорционально $\exp[-U(Z, J)/T]$, предполагая тепловое равновесие с температурой T . Для каждого Z между симметричной и ВГ конфигурациями (рис. 2) вероятность квазиделения вычислялась по формуле $\exp[-(U(Z, J) + B_{\text{qf}}(Z, J))/T] / \sum_Z \exp[-(U(Z, J) + B_{\text{qf}}(Z, J))/T]$. Конфигурации ДЯС, близкие к симметричной, оказывается, дают основной вклад ($\sim 90\%$) в квазиделение. Это позволяет использовать в первом приближении традиционную статистическую формулу (14) для анализа конкуренции между полным слиянием и квазиделением в массивных симметричных ДЯС, пренебрегая квазиделением из промежуточных конфигураций.

Результаты вычислений $\sigma_{\text{CN}}(E_{\text{cm}})$ представлены на рис. 4. Значения σ_{CN} , вычисленные с помощью стандартных моделей полного слияния, а именно оптической [70], с поверхностным трением [72] и МДМ [79], также приведены для сравнения. Видно, что появление потенциального барьера B_{fus}^* на пути ДЯС к составному ядру и конкуренция между полным слиянием и квазиделением приводят к сильному уменьшению $\sigma_{\text{CN}}(E_{\text{cm}})$ в реакциях с массивными ядрами.

Предложенная модель ДЯС использовалась также для анализа конкуренции между полным слиянием и квазиделением в почти симметричных массивных ДЯС. В [116] сечения образования испарительных остатков в xn -каналах были измерены для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$ и $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$, приводящих к одному и тому же составному ядру ^{220}Th . Стандартная модель полного

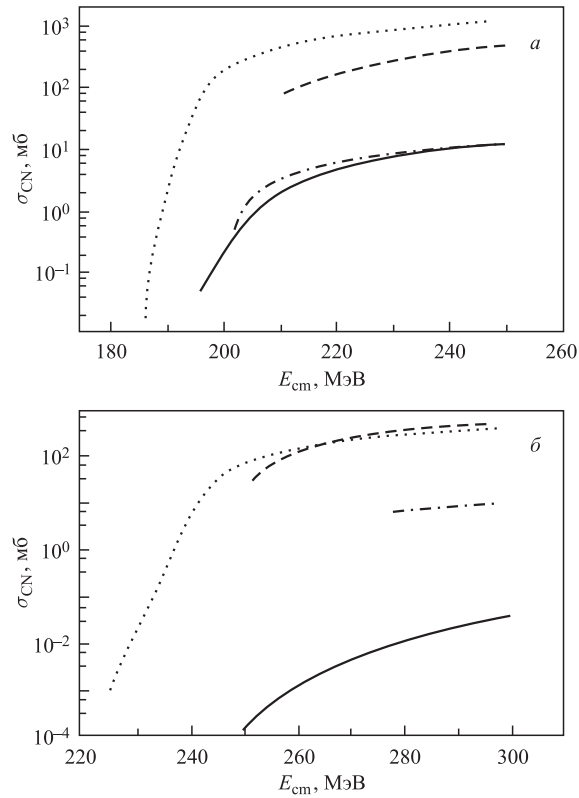


Рис. 4. Сечения образования составного ядра как функции E_{cm} для реакций $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ (а) и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ (б). Результаты расчетов в рамках оптической модели, модели поверхностного трения, МДМ и нашей модели показаны пунктирной, штриховой, штрихпунктирной и сплошной линиями соответственно

слияния смогла описать экспериментальные данные лишь для первой реакции и показала большое расхождение с экспериментальными данными для второй реакции. Причина этого — квазиделение, которое является доминирующим каналом во второй почти симметричной реакции. Действительно, вероятность образования составного ядра, извлеченная из экспериментальных данных с использованием модельных предположений [116], больше для реакции $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$, чем для реакции $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$. Начальная ДЯС, сформированная в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$, соответствует приблизительно ВГ конфигурации. В этом случае $P_{CN} \approx 1$ в (13) при энергиях выше кулоновского барьера и вероятность образования составного ядра определяется вероятностью

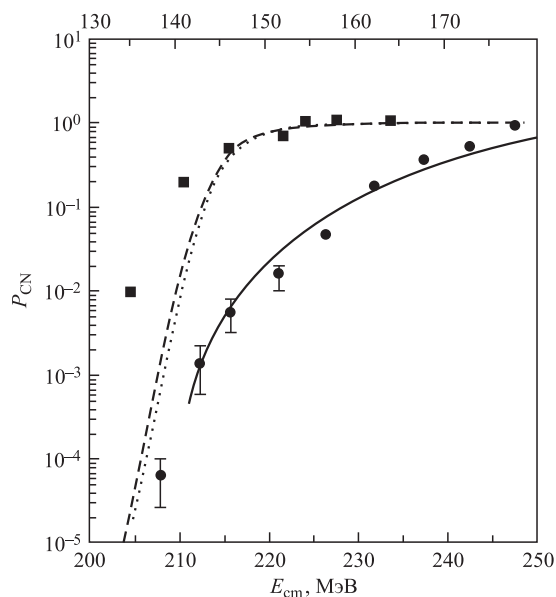


Рис. 5. Расчетные вероятности образования составного ядра, определенные только фактором проницаемости входного параболического барьера, в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$ и $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ представлены пунктирной и штриховой линиями соответственно. Сплошной линией представлены результаты расчета для реакции $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ в рамках модели ДЯС. Извлеченные из экспериментальных данных вероятности образования составного ядра в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf}$ и $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ показаны темными квадратами и кружками соответственно. Ось абсцисс для реакции с ^{40}Ar (верхняя шкала) сдвинута на разницу кулоновских барьеров обеих реакций

прохождения входного кулоновского барьера (рис. 5). Напротив, для почти симметричной системы $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$ величина P_{CN} много меньше единицы, что уменьшает вероятность образования составного ядра. Хорошее описание экспериментальных данных для этой реакции в модели ДЯС демонстрируется на рис. 5. Таким образом, предложенная модель может применяться и к асимметричным системам.

1.1.6. Сечения образования испарительных остатков в реакциях $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. Три фактора учитываются при вычислениях

$$\sigma_{\text{ER}}(E_{\text{cm}}) = \sum_{J=0} \sigma_c(E_{\text{cm}}, J) P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J) W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J) \quad (16)$$

в реакциях $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$: (i) сечение захвата $\sigma_c(E_{\text{cm}})$, (ii) конкуренция между полным слиянием и квазиделением в начальной ДЯС,

P_{CN} , и (iii) конкуренция между делением и эмиссией легких частиц и γ -квантов при девозбуждении составного ядра, W_{sur} . Парциальное сечение захвата $\sigma_c(E_{cm}, J)$ вычислялось с помощью оптической модели [70]. Конкуренция между полным слиянием и квазиделением рассматривалась в рамках предложенной модели ДЯС. Девозбуждение составного ядра было проанализировано в рамках статистического подхода на основе метода Монте-Карло [117].

Результаты вычисления $\sigma_{ER}(E_{cm})$ представлены на рис. 1. Оптическая модель, используемая для вычисления $\sigma_c(E_{cm})$, не учитывает связь каналов при энергиях около кулоновского барьера. Это приводит к некоторому различию между расчетными результатами и экспериментальными данными при этих E_{cm} . Поэтому модель, представленная нами в этой части, применима лишь для описания экспериментальных сечений $\sigma_{ER}(E_{cm})$ при энергиях выше кулоновского барьера.

Сильное отличие результатов вычислений по оптической модели и модели с поверхностным трением от экспериментальных данных — следствие того, что эти модели не учитывают процесс квазиделения после формирования ДЯС. МДМ принимает во внимание ряд ядерных процессов, которые происходят во входном канале реакций. При $E_{cm} > V_b + E_{xx}$ эта модель, как ожидалось, должна описывать $\sigma_{CN}(E_{cm})$. Однако для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ значения $\sigma_{ER}(E_{cm})$, вычисленные с использованием МДМ, приблизительно на три порядка больше экспериментальных. С нашей точки зрения, это значительное различие — результат отсутствия конкуренции между полным слиянием и квазиделением в МДМ. Действительно, при $E_{cm} > V_b + E_{xx}$ составное ядро образуется и $P_{CN} = 1$, а при $E_{cm} < V_b + E_{xx}$ реализуется лишь квазиделение и $P_{CN} = 0$.

Согласно [79], при энергиях ниже $V_b + E_{xx}$ составное ядро не может быть сформировано вообще. Однако, как можно видеть из экспериментальных данных (рис. 1), $\sigma_{ER}(E_{cm})$ изменяется плавно с уменьшением энергии на несколько десятков МэВ ниже $V_b + E_{xx}$. В используемом варианте МДМ не рассматриваются колебания барьера слияния. Введение этих колебаний [31] позволяет получить $\sigma_{ER}(E_{cm})$ при $E_{cm} < V_b + E_{xx}$, однако значительное различие между расчетными результатами и экспериментальными данными сохраняется при больших энергиях столкновения.

Вычисления сечений образования испарительных остатков на основе модели ДЯС позволяют нам понять причину значительного уменьшения сечения при переходе от реакции $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ к реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. В этих реакциях массы и заряды составных ядер отличаются лишь на $\sim 10\%$, а сечения — на несколько порядков. Зависимости барьера слияния и барьера квазиделения от углового момента для обеих реакций показаны на рис. 6, *a* и *б*. Видно, что барьеры квазиделения и слияния изменяются в противоположных направлениях: барьеры квазиделения уменьшаются, а барьеры слияния

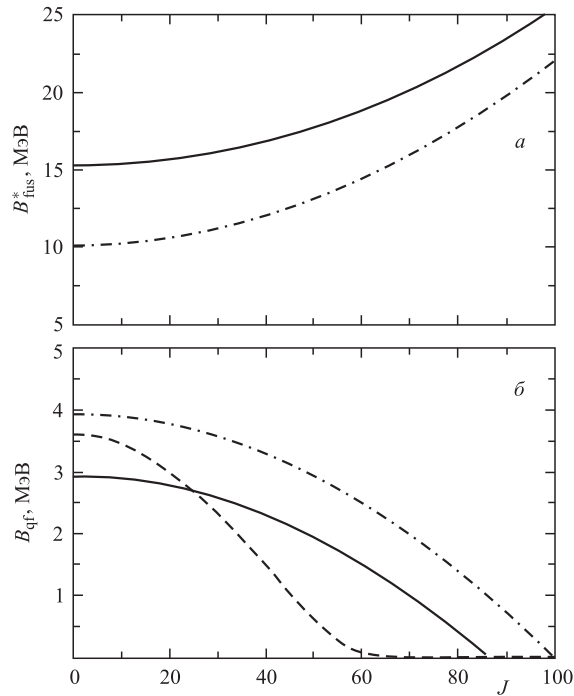


Рис. 6. Зависимости барьеров слияния B_{fus}^* (а) и квазиделения B_{qf} (б) от углового момента J для систем $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ (штрихпунктирные кривые) и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ (сплошные линии). Штриховой кривой показана зависимость барьера деления составного ядра ^{220}U от J

значительно увеличиваются при переходе от реакции $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ к реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$.

Обмен нуклонов между ядрами ДЯС немного увеличивает притяжение между ними [118], и вследствие этого растет сечение захвата. Однако это слабо влияет на величину B_{fus}^* и вероятность слияния массивных ядер. Деформация ядер ДЯС в этих реакциях слабо влияет на B_{fus}^* . Влияние деформации мы оценивали, предполагая, что в симметричной ДЯС ядра имеют форму вытянутых эллипсоидов вращения с коллинеарно расположенными большими осями. В точке ВГ легкое ядро ^{48}Ca в ДЯС сферическое, а тяжелые ядра ^{152}Er и ^{172}Hf — деформированные. По нашим оценкам, учет деформации ядер ДЯС приводит к увеличению B_{fus}^* почти на 2 МэВ в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ и на 1 МэВ в реакции $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$. При этом B_{qf} увеличиваются приблизительно на 0,5 МэВ. Таким образом, эффекты деформации важны при столкновениях около кулоновского барьера.

Анализ полного слияния массивных ядер на основе подхода ДЯС показал важную особенность этого процесса — появление после захвата ядра-снаряда ядром-мишенью барьера слияния по η на пути ДЯС к составному ядру. Этот барьер принципиально отличается от «extra-extra push» в МДМ. В результате возникает конкуренция между каналами квазиделения и полного слияния и сильно уменьшается сечение образования составного ядра. На основе подхода ДЯС была предложена модель конкуренции между квазиделением и полным слиянием в массивных симметричных ДЯС, в которой основными элементами являются барьеры полного слияния и квазиделения. На основе этой модели впервые удалось описать существующие экспериментальные данные для реакций $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. Хорошее описание $\sigma_{\text{ER}}(E_{\text{cm}})$ в модели ДЯС можно рассматривать в качестве указания на реалистичность интерпретации механизма формирования составного ядра [8–10].

1.2. Конкуренция между полным слиянием и квазиделением. Первые успехи модели ДЯС [9, 119] в описании полного слияния тяжелых ядер стимулировали ее дальнейшее развитие. После формирования начальная ДЯС находится в минимуме кармана ядро-ядерного потенциала $V(R)$ (рис. 7). Затем ДЯС участвует в диффузионном процессе по координате массовой асимметрии к составному ядру. Помимо движения по η происходит диффузия по переменной относительного расстояния R между центрами масс взаимодействующих ядер. Этот процесс приводит к распаду ДЯС или квазиделению. Основное преимущество нашей модели [9, 119] перед другими состоит в том,

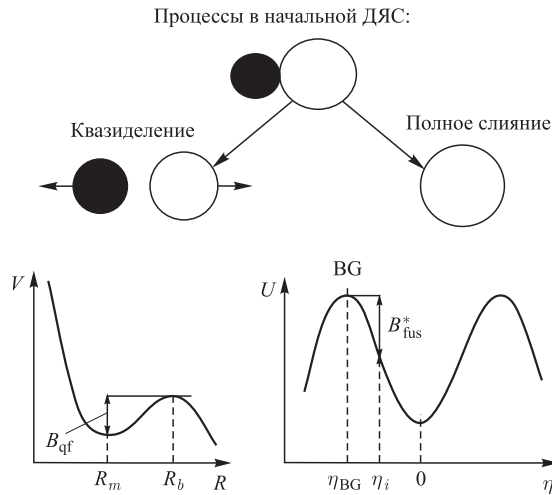


Рис. 7. Схематическое представление конкуренции между полным слиянием и квазиделением в асимметричных ДЯС. Обозначены барьеры полного слияния (B_{fus}^*) и квазиделения (B_{qf})

что она учитывает конкуренцию между полным слиянием и квазиделением в ДЯС.

Важной особенностью эволюции ДЯС к составному ядру является появление барьера слияния B_{fus}^* по η . Этот барьер при $\eta = \eta_{\text{BG}}$ определяется из потенциальной энергии ДЯС как функции η (рис. 7). Источник энергии для преодоления внутреннего барьера слияния B_{fus}^* (точки BG) — возбуждение ДЯС. Система достигает вершины барьера слияния из-за диффузии по η . За этим барьером потенциальная энергия ДЯС (рис. 7) уменьшается с увеличением η и ДЯС дрейфует к составному ядру.

1.2.1. Асимметричные ДЯС. В [9, 119] мы рассмотрели симметричные ($\eta = 0$) и почти симметричные ($\eta \approx 0$) реакции с тяжелыми ионами. В этом случае вероятность для системы оказаться на вершине барьера полного слияния или квазиделения пропорциональна соответствующей плотности состояний ДЯС. Такой способ вычисления вероятностей дает лишь грубые оценки, если мы рассматриваем ДЯС с начальной массовой асимметрией $0 < |\eta_i| < \eta_{\text{BG}}$ (рис. 7) во входном канале реакции. Помимо статистических аспектов в ДЯС оказываются важными и должны быть рассмотрены динамические эффекты, потому что средняя массовая асимметрия ДЯС при этих η_i уменьшается со временем.

Для рассмотрения конкуренции между полным слиянием и квазиделением в асимметричной ДЯС мы используем уравнение Фоккера–Планка для набора коллективных координат и сопряженных импульсов (η, P_η, R, P_R) . Это уравнение позволяет рассматривать одновременно движение по R и η , а также вычислять вероятность P_{CN} преодоления барьера слияния по η . Другой способ вычисления вероятности слияния P_{CN} — использование выражения [120, 121] Крамерса для скорости потока вероятности через внутренний барьер полного слияния (квазиделения). Важная в МДМ степень свободы, связанная с шейкой [122–124], не рассматривалась в [9, 119]. Как следует из нашего анализа [124], расширение набора коллективных переменных за счет координаты шейки сомнительно для характерных величин R в ДЯС. Для малого перекрытия ядер в ДЯС размер шейки близок к тому, который получается простым наложением хвостов нуклонных плотностей ядер.

Запишем коллективный гамильтониан ДЯС в следующем виде:

$$H_{\text{coll}} = \frac{\dot{R}^2}{2\mu_{RR}} + \frac{\dot{\eta}^2}{2\mu_{\eta\eta}} + U(R, \eta, J), \quad (17)$$

где μ_{RR} и $\mu_{\eta\eta}$ являются обратными массовыми параметрами, $U(R, \eta, J)$ — потенциальная энергия ДЯС в зависимости от R , η и углового момента J системы. Поскольку нас интересует слияние массивных ядер с не слишком большими η , можно пренебречь недиагональной частью кинетической энергии. Как показано в [123], недиагональная компонента тензора инерции ДЯС становится важной лишь для сильно асимметричных ДЯС.

Используя обозначения работы [123], обратные массовые параметры можно выразить следующим образом:

$$\mu_{RR} = \frac{4}{Am} \frac{1}{1 - \eta^2} \left(1 - \frac{\nu}{1 - \eta^2} \right), \quad \mu_{\eta\eta} = \frac{1}{Am} \frac{\nu}{2\sqrt{2\pi}b^2}. \quad (18)$$

В нашем случае величина ν определяет относительное число нуклонов в области перекрывания двух ядер. Как и в [123], параметр шейки b приблизительно равен 1 фм. Для малого перекрытия ядер используем простую параметризацию для ν :

$$\nu = \frac{1}{A} (\xi_0 - \xi_1 \eta^2) (1 - \xi s), \quad (19)$$

где $s = R - R_1 - R_2$, R_1 и R_2 — радиусы ядер. Используя результаты, полученные в [123], берем $\xi_0 = 16$, $\xi_1 = 17,5$, $\xi = 0,3$ фм⁻¹. В общем случае массовые параметры (18) являются функциями обеих координат R и η . Тогда уравнения движения содержат производные по R и η от μ_{RR} и $\mu_{\eta\eta}$. Для упрощения мы предположим $\partial\mu_{RR}/\partial R = 0$ и $\partial\mu_{\eta\eta}/\partial\eta = 0$, что оправданно для рассматриваемых значений R и η [123, 125, 126].

Наша цель состоит в вычислении вероятности полного слияния P_{CN} в реакциях с $\eta_i < \eta_{BG}$ во входном канале. Для этого определим функцию распределения $f(R, \eta, P_R, P_\eta, t)$ коллективных координат и сопряженных моментов. По аналогии с [125, 127], уравнение Фоккера–Планка для $f(R, \eta, P_R, P_\eta, t)$, соответствующее (17), имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & -\mu_{RR} P_R \frac{\partial f}{\partial R} - \mu_{\eta\eta} P_\eta \frac{\partial f}{\partial \eta} - \left[\frac{\partial \mu_{RR}}{\partial \eta} \frac{\mu_{\eta\eta}}{\mu_{RR}} P_\eta + \frac{\partial \mu_{\eta\eta}}{\partial R} \frac{\mu_{RR}}{\mu_{\eta\eta}} P_R \right] f + \\ & + \left[\frac{\partial U}{\partial R} - \frac{\mu_{\eta\eta}}{\mu_{RR}} \frac{\partial \mu_{RR}}{\partial \eta} P_R P_\eta + \frac{1}{2} \frac{\partial \mu_{\eta\eta}}{\partial R} P_\eta^2 \right] \frac{\partial f}{\partial P_R} + \\ & + \left[\frac{\partial U}{\partial \eta} - \frac{\mu_{RR}}{\mu_{\eta\eta}} \frac{\partial \mu_{\eta\eta}}{\partial R} P_R P_\eta + \frac{1}{2} \frac{\partial \mu_{RR}}{\partial \eta} P_R^2 \right] \frac{\partial f}{\partial P_\eta} + \\ & + \gamma_{RR} \mu_{RR} \frac{\partial(P_R f)}{\partial P_R} + \gamma_{\eta\eta} \mu_{\eta\eta} \frac{\partial(P_\eta f)}{\partial P_\eta} + D_{RR} \frac{\partial^2 f}{\partial P_R^2} + D_{\eta\eta} \frac{\partial^2 f}{\partial P_\eta^2}. \quad (20) \end{aligned}$$

Здесь γ_{ii} и D_{ii} являются коэффициентами трения и диффузии соответственно по импульсам P_i ($i = R, \eta$). Эти коэффициенты связаны друг с другом флуктуационно-диссипативным соотношением Эйнштейна

$$D_{ii} = \gamma_{ii} T_i^*, \quad (21)$$

где

$$T_i^* = \frac{\hbar\omega_i}{2} \coth\left(\frac{\hbar\omega_i}{2T}\right) \quad (22)$$

— эффективная температура, зависящая от термодинамической температуры T и энергии нулевых колебаний $\hbar\omega_i/2$. Термодинамическая температура вычисляется по формуле

$$T = \sqrt{E^*/a}, \quad (23)$$

где $a = A/(10-12)$ МэВ $^{-1}$ и E^* — энергия возбуждения ДЯС при данных η и R .

Начальная ДЯС находится в минимуме кармана ядро-ядерного потенциала $V(R)$ при $R = R_m$ (рис. 7). Используя параболическое приближение, легко найти величину $\hbar\omega_R$ для этого кармана. Для $\eta \sim 0,6$ получаем $\hbar\omega_R \approx 3$ МэВ, а для $\eta \sim 0,2$ — $\hbar\omega_R \approx 1$ МэВ. Если начальная ДЯС (рис. 7) находится не в минимуме потенциальной энергии по координате η , используем результаты [128, 129] и берем $\hbar\omega_\eta$ равной модулю разности химических потенциалов ядер ДЯС. Это предположение прямо соответствует концепции ДЯС. Величина $\hbar\omega_\eta$, таким образом, мала при $\partial U/\partial\eta \approx 0$ и увеличивается с ростом $|\partial U/\partial\eta|$. Наши оценки приводят к максимальному значению $\hbar\omega_\eta$ около 3 МэВ для $\eta \sim 0,4$. В диапазоне рассматриваемых энергий возбуждения можно предположить, что $\hbar\omega_\eta$ не зависит от E^* . Действительно, большие начальные энергии возбуждения не представляют интереса для реакций синтеза из-за малой вероятности выживания составного ядра.

Используя (20), находим уравнения движения для моментов функции распределения $f(R, \eta, P_R, P_\eta, t)$ [125–127]. Первые и вторые моменты ($d\Omega = dR d\eta dP_R dP_\eta$),

$$\begin{aligned} \bar{R} &= \int R f d\Omega, & \bar{\eta} &= \int \eta f d\Omega, \\ \bar{P}_R &= \int P_R f d\Omega, & \bar{P}_\eta &= \int P_\eta f d\Omega, \\ \chi_{RR} &= \int (R - \bar{R})^2 f d\Omega, & \chi_{R\eta} &= \int (R - \bar{R})(\eta - \bar{\eta}) f d\Omega, \\ \chi_{\eta\eta} &= \int (\eta - \bar{\eta})^2 f d\Omega, & \omega_{RR} &= \int (P_R - \bar{P}_R)^2 f d\Omega, \\ \omega_{R\eta} &= \int (P_R - \bar{P}_R)(P_\eta - \bar{P}_\eta) f d\Omega, & \omega_{\eta\eta} &= \int (P_\eta - \bar{P}_\eta)^2 f d\Omega, \\ \psi_{P_R R} &= \int (P_R - \bar{P}_R)(R - \bar{R}) f d\Omega, & \psi_{R P_\eta} &= \int (R - \bar{R})(P_\eta - \bar{P}_\eta) f d\Omega, \\ \psi_{P_R \eta} &= \int (P_R - \bar{P}_R)(\eta - \bar{\eta}) f d\Omega, & \psi_{P_\eta \eta} &= \int (P_\eta - \bar{P}_\eta)(\eta - \bar{\eta}) f d\Omega, \end{aligned} \quad (24)$$

удовлетворяют следующим динамическим уравнениям:

$$\dot{X}_i = \mu_{ii} \bar{P}_i + \frac{\partial \mu_{ii}}{\partial X_i} \psi_{P_i X_i} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mu_{ii}}{\partial X_i^2} \chi_{ii} \bar{P}_i,$$

$$\begin{aligned}
\dot{P}_i &= -\frac{\partial U}{\partial X_i} - \frac{1}{2} \sum_{k,n=i,j} \frac{\partial^3 U}{\partial X_i \partial X_k \partial X_n} \chi_{kn} - \gamma_{ii} \mu_{ii} \bar{P}_i - \\
&- \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \mu_{\bar{i}\bar{i}}}{\partial X_i} (\omega_{\bar{i}\bar{i}} + \bar{P}_i^2) + 2 \frac{\partial^2 \mu_{\bar{i}\bar{i}}}{\partial X_i^2} \bar{P}_i \psi_{P_i i} + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 \mu_{\bar{i}\bar{i}}}{\partial X_i^3} \chi_{ii} \bar{P}_i^2 \right) + \frac{\mu_{\bar{i}\bar{i}}}{\mu_{ii}} \frac{\partial \mu_{ii}}{\partial X_i} \omega_{\bar{i}\bar{i}} + \\
&+ \frac{\bar{P}_i}{\mu_{ii}} [F_1(i, \bar{i}) \psi_{P_i i} + F_2(i, \bar{i}) \mu_{\bar{i}\bar{i}} \psi_{P_i \bar{i}}] + \frac{\bar{P}_i}{\mu_{ii}} [F_1(i, \bar{i}) \psi_{P_i i} + F_2(i, \bar{i}) \mu_{\bar{i}\bar{i}} \psi_{P_i \bar{i}}] + \\
&\quad + \frac{\bar{P}_i \bar{P}_i}{2\mu_{ii}} \left(2F_2(i, \bar{i}) \frac{\partial \mu_{\bar{i}\bar{i}}}{\partial X_i} \chi_{\bar{i}\bar{i}} + \frac{\partial \mu_{ii}}{\partial X_i} \frac{\partial^2 \mu_{\bar{i}\bar{i}}}{\partial X_i^2} \chi_{ii} + \right. \\
&\quad \left. + \mu_{\bar{i}\bar{i}} \left(\frac{\partial^3 \mu_{ii}}{\partial X_i^3} - \frac{3}{\mu_{ii}} \frac{\partial^2 \mu_{ii}}{\partial X_i^2} \frac{\partial \mu_{ii}}{\partial X_i} + \frac{2}{\mu_{ii}^2} \left(\frac{\partial \mu_{ii}}{\partial X_i} \right)^3 \right) \right), \\
\dot{\chi}_{ij} &= \mu_{ii} \psi_{P_i j} + \mu_{jj} \psi_{P_j i} + \frac{\partial \mu_{ii}}{\partial X_j} \chi_{jj} \bar{P}_i + \frac{\partial \mu_{jj}}{\partial X_i} \chi_{ii} \bar{P}_j, \\
\dot{\omega}_{ij} &= - \sum_{k,n=i,j} \frac{\partial^2 U}{\partial X_k \partial X_n} \psi_{P_n \bar{k}} - \frac{\partial \mu_{jj}}{\partial X_i} \bar{P}_j \omega_{jj} - \frac{\partial \mu_{ii}}{\partial X_j} \bar{P}_i \omega_{ii} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mu_{ii}}{\partial X_j^2} \bar{P}_i^2 \psi_{P_i j} - \\
&- (\gamma_{ii} \mu_{ii} + \gamma_{jj} \mu_{jj}) \omega_{ij} + \left(2D_{ii} + \frac{\partial^2 D_{ii}}{\partial X_i^2} \chi_{\bar{i}\bar{i}} \right) \delta_{ij} + \\
&+ \sum_{k=i,j} \frac{1}{\mu_{kk}} \left(\mu_{\bar{k}\bar{k}} \frac{\partial \mu_{kk}}{\partial X_k} [(\bar{P}_j \omega_{k\bar{k}} + \bar{P}_k \omega_{jj}) \delta_{ki} + (\bar{P}_i \omega_{k\bar{k}} + \bar{P}_k \omega_{ii}) \delta_{kj}] + \right. \\
&\left. + \bar{P}_i \bar{P}_j [F_1(k, \bar{k}) (\psi_{P_j i} \delta_{ki} + \psi_{P_i j} \delta_{kj}) + F_2(k, \bar{k}) \mu_{\bar{k}\bar{k}} (\psi_{P_j \bar{i}} \delta_{ki} + \psi_{P_i \bar{j}} \delta_{kj})] \right), \\
\dot{\psi}_{P_i j} &= -\frac{\partial^2 U}{\partial X_i^2} \chi_{ij} - \frac{\partial^2 U}{\partial X_i \partial X_i} \chi_{ij} + \mu_{jj} \omega_{ij} - \gamma_{ii} \mu_{ii} \psi_{P_i j} + \frac{\partial \mu_{jj}}{\partial X_j} \bar{P}_j \psi_{P_i \bar{j}} - \\
&- \frac{\partial \mu_{\bar{i}\bar{i}}}{\partial X_i} \bar{P}_i \psi_{P_i j} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mu_{\bar{i}\bar{i}}}{\partial X_i^2} \bar{P}_i^2 \chi_{ij} + \frac{1}{\mu_{ii}} \left(\mu_{\bar{i}\bar{i}} \frac{\partial \mu_{ii}}{\partial X_i} [\bar{P}_i \psi_{P_i j} + \bar{P}_i \psi_{P_i \bar{j}}] + \right. \\
&\quad \left. + \bar{P}_i \bar{P}_i [F_1(i, \bar{i}) \chi_{ij} + F_2(i, \bar{i}) \mu_{\bar{i}\bar{i}} \chi_{\bar{i}\bar{j}}] \right), \quad (25)
\end{aligned}$$

где

$$F_1(i, j) = \frac{\partial \mu_{ii}}{\partial X_j} \frac{\partial \mu_{jj}}{\partial X_i}, \quad F_2(i, j) = \frac{\partial^2 \mu_{ii}}{\partial X_j^2} - \frac{1}{\mu_{ii}} \left(\frac{\partial \mu_{ii}}{\partial X_j} \right)^2$$

и $i, j = R, \eta$ ($X_R = R, X_\eta = \eta$). Если $i = R$, то $\bar{i} = \eta$, и если $i = \eta$, то $\bar{i} = R$. Определение других символов \bar{j}, \bar{k} и \bar{n} аналогично.

Начальные условия для координаты R выбраны аналогично [125]. Для координаты η начальное распределение характеризуется моментами

$$\begin{aligned} \bar{\eta}(0) &= \eta_i, & \chi_{\eta\eta}(0) &= 3 \cdot 10^{-4}, \\ \bar{P}_\eta(0) &= 0, & \psi_{P_\eta R}(0) &= 0, \\ \psi_{P_\eta\eta}(0) &= 0, & \omega_{\eta\eta}(0) &= \frac{T_\eta^*(0)}{\mu_{\eta\eta}}, & \omega_{R\eta}(0) &= 0, \end{aligned} \quad (26)$$

где η_i является массовой асимметрией начальной ДЯС. Малая величина дисперсии по массе $\chi_{\eta\eta}(0)$ учитывает обмен нуклонов во время стадии формирования ДЯС, эта величина, соответственно, меньше, чем дисперсия по η в РГНП [7]. Результаты расчетов слабо зависят от разумных изменений $\chi_{\eta\eta}(0)$ и начальных значений других моментов.

1.2.2. *Определение вероятности полного слияния P_{CN} .* Одновременное рассмотрение диффузионных процессов по переменным η и R позволяет нам вычислять вероятности квазиделения и полного слияния. Когда среднее значение R ($\bar{R}(t_0)$) достигает величины R_b (рис. 7), которая определяет положение барьера в ядро-ядерном потенциале для данной массовой асимметрии $\bar{\eta}(t_0)$, вероятность квазиделения составляет приблизительно 0,5. Значение t_0 определяет время жизни ДЯС или время взаимодействия $t_{\text{int}} \approx (3-4)t_0$.

При $t = t_0$ вероятность слияния вычисляется следующим образом (верхняя граница интегрирования установлена ∞ вместо 1):

$$\bar{P}_{CN}(t_0) = \frac{1}{2} \int_{\eta_{BG}}^{\infty} P(\eta, t_0) d\eta. \quad (27)$$

Здесь

$$P(\eta, t_0) = \int f(R, \eta, P_R, P_\eta, t_0) dR dP_R dP_\eta$$

является функцией распределения по η . Величина η_{BG} соответствует положению внутреннего барьера слияния по координате η (точка BG, см. рис. 7). Вероятность полного слияния P_{CN} за время взаимодействия t_{int} приблизительно оценивается как

$$P_{CN} \approx \int_{\eta_{BG}}^{\infty} P(\eta, t_0) d\eta. \quad (28)$$

Это выражение получено в предположении, что

$$P_{CN} \approx \bar{P}_{CN}(t_0) + \frac{1}{2}\bar{P}_{CN}(t_0) + \frac{1}{4}\bar{P}_{CN}(t_0) + \dots = 2\bar{P}_{CN}(t_0).$$

Для решения уравнения Фоккера–Планка в рамках глобального моментного приближения нам необходимо предположить вид функции $P(\eta, t_0)$. Около $\bar{\eta}$ функция $P(\eta, t_0)$ близка к гауссиану [4, 127, 130]. Поскольку потенциал ДЯС по η отличается от осциллятора, то при достаточных отклонениях η от $\bar{\eta}$ $P(\eta, t_0)$ отличается от гауссиана. Мы нашли, что для $\eta > \eta_{BG} > \bar{\eta}$ $P(\eta, t_0) \sim \exp[-k(\eta - \bar{\eta})]$. Т. е. $P(\eta, t_0)$ имеет вид логистической функции [131]

$$P(\eta, t_0) = \frac{\pi \exp \left[-\frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{\eta - \bar{\eta}(t_0)}{\sqrt{\chi_{\eta\eta}(t_0)}} \right]}{\sqrt{3\chi_{\eta\eta}(t_0)} \left(1 + \exp \left[-\frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{\eta - \bar{\eta}(t_0)}{\sqrt{\chi_{\eta\eta}(t_0)}} \right] \right)}. \quad (29)$$

Эта функция почти совпадает с гауссианом около $\bar{\eta}$ и экспоненциально уменьшается при $\eta > \eta_{BG}$. Используя (28) и (29), мы вычисляем вероятности полного слияния P_{CN} . В этом случае P_{CN} близки к значениям, полученным другими способами, например, с помощью квазистационарного решения уравнения Фоккера–Планка (формула Крамерса).

1.2.3. Потенциальная энергия. Метод для вычисления ядро-ядерного потенциала описан в [110]. Из многочисленных расчетов потенциала для различных пар ядер следует, что ядерная часть $V_N(R)$ может быть параметризована потенциалом Морса,

$$V_N(R) = D \left(\exp \left[-2\alpha \frac{R - R_0}{R_0} \right] - 2 \exp \left[-\alpha \frac{R - R_0}{R_0} \right] \right), \quad (30)$$

где $D = 2\pi a_1 a_2 R_{12} (10,96 - 0,8 R_{12})$ МэВ, $R_0 = R_1 + R_2$, $\alpha = 11,47 + 2,069 R_{12} - 17,32 a_1 a_2$, $R_{12} = R_1 R_2 / R_0$ (R_1 и R_2 — радиусы ядер, a_1 и a_2 — параметры диффузности плотностей ядер). Приведенная параметризация удобна для численных расчетов. Вычисленные ядро-ядерные потенциалы для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$, $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$ при $J = 0$ представлены на рис. 8. Очевидно, что испарительные остатки тяжелых актинидов образуются лишь при $J \leq 15$ [132]. Для более высоких J барьер деления составного ядра заметно уменьшается. Из-за большого момента инерции рассматриваемых ДЯС и ограниченного набора угловых моментов для слияния можно пренебречь зависимостью $U(R, \eta, J)$ от J : $U(R, \eta, J) \approx U(R, \eta)$. Вычисления $U(R, \eta)$ были выполнены в предположении сферической формы ядер ДЯС. Рассчитанный потенциал $U(R_m(\eta), \eta) = U(\eta)$ для составного ядра ^{246}Fm представлен на рис. 9 (R_m обозначает положение минимума потенциального кармана в $V(R, J = 0) = V(R)$ для данного значения η). Начальные ДЯС для рассмотренных реакций отмечены стрелками. При расчете $U(\eta)$ учитывалось условие N/Z равновесия в ДЯС.

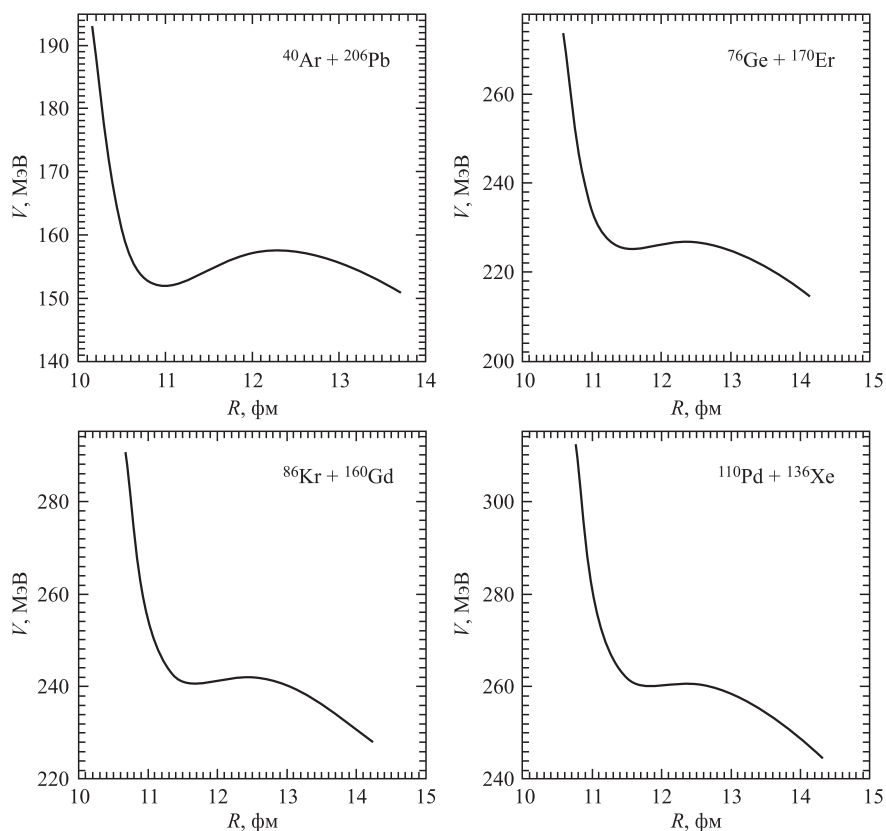


Рис. 8. Рассчитанные ядро-ядерные потенциалы в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$, $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$ при $J = 0$

Из рис. 9 видно, что внутренний барьер слияния $B_{\text{fus}}^* = U(\eta_{\text{BG}}) - U(\eta_i)$ увеличивается с уменьшением начальной массовой асимметрии. ДЯС может преодолеть этот барьер, если у нее для этого достаточно энергии возбуждения. Более симметричные комбинации приводят к меньшим энергиям возбуждения составного ядра ($E^* = V(R_b) - Q_{gg}$ меньше) при получении испарительных остатков. Однако более высокие барьеры B_{fus}^* уменьшают сечения слияния для симметричных комбинаций. Из-за сильного увеличения кулоновского отталкивания с уменьшением η карман в ядро-ядерном потенциале становится мелким при малых массовых асимметриях. Мелкий потенциальный карман и небольшое перекрытие тяжелых ядер в ДЯС приводят к быстрому распаду ДЯС на два фрагмента. Для тяжелых ДЯС с малыми η_i величина $\chi_{\eta\eta}$ не может

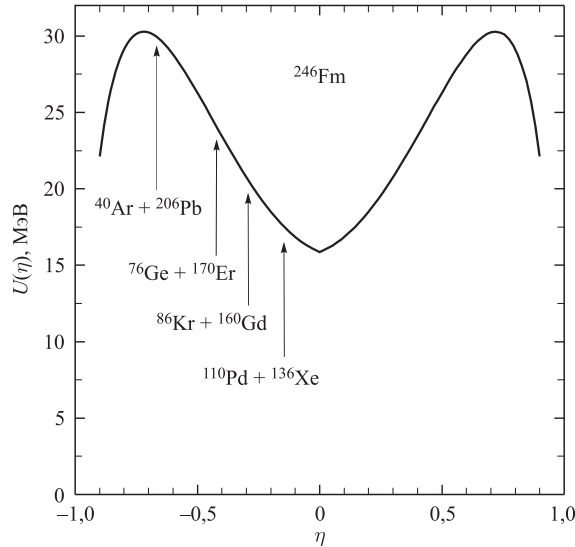


Рис. 9. Потенциальная энергия ДЯС, соответствующей составному ядру ^{246}Fm , как функция η при $J = 0$. Стрелками отмечены ДЯС, образующиеся в реакциях $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$, $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$. Предполагается равновесие N/Z в ДЯС

обеспечить большого вклада в P_{CN} . Поэтому использование симметричных комбинаций для синтеза тяжелых составных ядер с малыми энергиями возбуждения приводит к очень малым сечениям полного слияния [132].

1.2.4. Коэффициенты трения. Помимо массовых параметров и потенциальной энергии коэффициенты трения важны в уравнениях движения на первые и вторые моменты. В наших вычислениях используется простое приближенное выражение для коэффициентов трения $\gamma_{ii'}$ ($i, i' = R, \eta$),

$$\gamma_{ii'} = \frac{\Gamma}{\hbar} \mu_{ii'}^{-1}, \quad (31)$$

которое было получено в теории линейного отклика [133]. Величина Γ обозначает удвоенную среднюю ширину одночастичных состояний около поверхности Ферми. Коэффициенты трения γ_{RR} , рассчитанные с помощью (31), имеют тот же порядок величины, что и γ_{RR} в других подходах [124]. Обсудим здесь значение $\gamma_{\eta\eta} = 3,2 \cdot 10^{-19}$ МэВ \cdot с, полученное с помощью (31), $\Gamma = 2$ МэВ и $\mu_{\eta\eta}^{-1} = 10^4 m$ фм² для системы $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$.

Для описания зарядового распределения $P_Z(t)$ в столкновениях тяжелых ионов (Z — заряд одного из ядер ДЯС) часто используется следующее мастер-

уравнение [7, 113]:

$$\frac{dP_Z(t)}{dt} = \Delta_{Z+1}^{(-)} P_{Z+1}(t) + \Delta_{Z-1}^{(+)} P_{Z-1}(t) - [\Delta_Z^{(+)} + \Delta_Z^{(-)}] P_Z(t). \quad (32)$$

Транспортные коэффициенты $\Delta_Z^{(+)}$ и $\Delta_Z^{(-)}$ характеризуют вероятность перехода протона от тяжелого ядра в легкое и наоборот соответственно. Эти коэффициенты могут быть вычислены микроскопически [7] или могут быть параметризованы [113] следующим образом:

$$\Delta_Z^{(+)} = kg \exp \left[\frac{U(Z) - U(Z+1)}{2T} \right], \quad \Delta_Z^{(-)} = kg \exp \left[\frac{U(Z) - U(Z-1)}{2T} \right]. \quad (33)$$

Здесь потенциал $U(Z)$ (Z — функция η) определен в (8), $g = 2\pi R_{12}d$ — геометрический фактор ($d = 1$ фм) и величина $k = 10^{21} \text{ с}^{-1} \cdot \text{фм}^{-2}$ определяет временной масштаб передачи нуклона. Перепишем уравнение (32) в приближенном виде

$$\begin{aligned} \frac{dP_Z}{dt} = & \left[\Delta_{Z+1}^{(-)} + \Delta_{Z-1}^{(+)} - \Delta_Z^{(+)} - \Delta_Z^{(-)} \right] P_Z + \\ & + \left[\Delta_{Z+1}^{(-)} - \Delta_{Z-1}^{(+)} \right] \frac{dP_Z}{dZ} + \frac{1}{2} \left[\Delta_{Z+1}^{(-)} + \Delta_{Z-1}^{(+)} \right] \frac{d^2 P_Z}{dZ^2}. \end{aligned} \quad (34)$$

В пределе больших температур T получаем диффузионное уравнение Смолуховского [134]

$$\frac{dP_Z}{dt} = \frac{kg}{T} \frac{d}{dZ} \left[\frac{dU(Z)}{dZ} P_Z \right] + \left[kg + \frac{1}{4} \frac{kg}{T} \frac{d^2 U(Z)}{dZ^2} \right] \frac{d^2 P_Z}{dZ^2}. \quad (35)$$

Из (35) получаем простое выражение для коэффициента трения

$$\gamma_{\eta\eta} = \frac{kg}{T} \frac{Z_0^2}{4}, \quad (36)$$

где Z_0 — полный заряд ДЯС. Для системы $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$ и $T = 2$ МэВ получаем $\gamma_{\eta\eta} = 2,9 \cdot 10^{-19}$ МэВ · с, что близко к оценке, полученной с помощью (31). Коэффициент диффузии в (35) приблизительно совпадает с (21) в пределе больших T .

1.2.5. Приближенное выражение для скорости вероятности полного слияния. Главным преимуществом представленного вычисления P_{CN} является одновременное рассмотрение эволюции ДЯС по переменным R и η , т. е. полное описание динамики ДЯС. Однако простой метод моментного приближения требует предположения о типе функции распределения $P(\eta, t_0)$ (29). Рассмотрим другой метод расчета вероятности полного слияния, чтобы избежать необходимости этого предположения.

Поток вероятности через барьер слияния по η приблизительно определяется скоростью $\lambda^{\text{BG}}(t)$ при $\eta = \eta_{\text{BG}}$ (рис. 7):

$$P_{\text{CN}} \approx \int_0^{\infty} \frac{\lambda^{\text{BG}}(t)}{2^{t/t_0}} dt. \quad (37)$$

Фактор $2^{-t/t_0}$ учитывает распад ДЯС по R . Таким образом, проблема сводится к вычислению скорости слияния $\lambda^{\text{BG}}(t)$ и периода полураспада t_0 . Поскольку движение по η соответствует режиму сильного затухания, используем результаты [121]. Аппроксимируя «driving» или управляющий потенциал $U(\eta)$ функцией

$$U(\eta) = -\frac{b_0}{\eta_{\text{BG}}^4} \eta^4 + \frac{2b_0}{\eta_{\text{BG}}} \eta^2 + U(\eta = 0), \quad (38)$$

где $b_0 = U(\eta = \eta_{\text{BG}}) - U(\eta = 0)$, из (25) находим асимптотические ($t \rightarrow \infty$) значения $\chi_{\eta\eta} = T\eta_{\text{BG}}^2/(4b_0)$, $\omega_{\eta\eta} = T/\mu_{\eta\eta}$ и $\psi_{P,\eta} = 0$ при $\bar{\eta} = 0$. Как следует из [121], выражение для $\lambda^{\text{BG}}(t)$ при $\bar{\eta} = 0$ принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} \lambda^{\text{BG}}(t) &= \frac{\omega_{\text{BG}}}{2\pi\gamma_{\eta\eta}} \left(\frac{T}{\mu_{\eta\eta}\chi_{\eta\eta}(t)} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{b_0}{\left(\frac{d^2U}{d\eta^2} \right)_{\eta=0} \chi_{\eta\eta}(t)} \right] = \\ &= \frac{\omega_{\text{BG}}}{2\pi\gamma_{\eta\eta}} \left(\frac{T}{\mu_{\eta\eta}\chi_{\eta\eta}(t)} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{\eta_{\text{BG}}^2}{4\chi_{\eta\eta}(t)} \right], \quad (39) \end{aligned}$$

где ω_{BG} является частотой перевернутого гармонического осциллятора, аппроксимирующего потенциал около $\eta = \eta_{\text{BG}}$. Выражение (39) можно переписать для случая $\bar{\eta} \neq 0$:

$$\lambda^{\text{BG}}(t) = \frac{\omega_{\text{BG}}}{2\pi\gamma_{\eta\eta}} \left(\frac{T}{\mu_{\eta\eta}\chi_{\eta\eta}(t)} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{(\eta_{\text{BG}} - \bar{\eta}(t))^2}{4\chi_{\eta\eta}(t)} \right]. \quad (40)$$

В асимптотическом пределе ($t \rightarrow \infty$) $\bar{\eta} \rightarrow 0$ и формула (40) сводится к одномерной формуле Крамерса [120] для режима сильного затухания. Для того чтобы применить выражения (37) и (40), необходимо решить уравнения для $\bar{\eta}(t)$ и $\chi_{\eta\eta}(t)$. При использовании (37) и (40) не нужно предполагать вид функции распределения. Оценку величины t_0 можно получить, используя ранее описанный метод или формулу Крамерса для моды относительного движения:

$$t_0 = \frac{1}{2} \left[\tau_R + \frac{1}{\lambda_{\text{R}}^{\text{Kr}}} \right]. \quad (41)$$

Здесь

$$\lambda_R^{\text{Kr}} = \frac{\omega_R}{2\pi\omega_{R_b}} \left[\sqrt{\left[\frac{\Gamma}{2\hbar} \right]^2 + \omega_{R_b}^2} - \frac{\Gamma}{2\hbar} \right] \exp\left(-\frac{B_{\text{qf}}}{T}\right) \quad (42)$$

— формула Крамерса для скорости квазиделения, ω_R и ω_{R_b} — частоты гармонических осцилляторов, аппроксимирующие потенциал $V(R)$ около $R = R_m$ и $R = R_b$ соответственно. За переходное время [121] $\tau_R = (\hbar/\Gamma) \ln(10B_{\text{qf}}/T)$ скорость квазиделения достигнет своего асимптотического значения λ_R^{Kr} (42). Возможность использования формулы Крамерса для относительно мелких потенциальных минимумов продемонстрирована в [135]. В случае, когда карман в ядро-ядерном потенциале очень мелкий или не существует, квазиделение доминирует или является полностью переходным процессом. Аналитическое выражение для t_0 в этом случае имеет вид [121]

$$t_0 = \frac{1}{2}\tau_R \approx \frac{1}{4a_0} \ln \left[\frac{a_0\mu_{RR}}{T(a_0 + \Gamma/\hbar)} \right], \quad (43)$$

где $a_0 = \sqrt{[\Gamma/(2\hbar)]^2 + \omega_{R_b}^2} - \Gamma/(2\hbar)$.

1.2.6. Результаты расчетов. Чтобы исследовать зависимость вероятности полного слияния P_{CN} от массовой асимметрии η_i начальной ДЯС, рассмотрим реакции $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$, $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$, приводящие к одному и тому же составному ядру ^{246}Fm . Для этих ДЯС потенциальная энергия $U(\eta)$ представлена на рис. 9. Полное слияние происходит, когда ДЯС преодолевает максимум $U(\eta)$ (точку ВГ). Внутренний барьер слияния B_{fus}^* для начальной ДЯС увеличивается с уменьшением η_i ($\eta_i < \eta_{\text{ВГ}}$), а глубина потенциального карманного B_{qf} в ядро-ядерном потенциале $V(R)$ уменьшается. Поэтому вероятности квазиделения растут с уменьшением η , и величина t_0 для симметричных ДЯС меньше, чем для асимметричных. Следовательно, ожидается уменьшение сечения слияния с уменьшением η_i в предложенной картине процесса полного слияния [8, 9]. Таким образом, симметричные комбинации ядер не подходят для получения тяжелых составных ядер с малой энергией возбуждения.

Минимальный избыток кинетической энергии, $\Delta E_{\text{min}} = E_{\text{cm}}^{\text{min}} - V(R_b)$, выше входного кулоновского барьера в $V(R)$, при котором слияние становится возможным в нашей модели, сравнивается с энергией «extra-extra push» МДМ и экспериментальными данными [132] в табл. 1. Мы положили $\Delta E_{\text{min}} = B_{\text{fus}}^* - B_{\text{qf}}$ при $B_{\text{fus}}^* - B_{\text{qf}} \geq 0$ и $\Delta E_{\text{min}} = 0$ при $B_{\text{fus}}^* - B_{\text{qf}} < 0$. Видно, что предсказанные в нашей модели ΔE_{min} находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. В МДМ, где слияние происходит по R , значения ΔE_{min} сильно переоценены.

Таблица 1. Экспериментальные и расчетные значения ΔE_{\min} , при которых слияние возможно, в сравнении с энергиями «extra-extra push» [132]

Система	ΔE_{\min} , МэВ (эксперимент [21])	«Extra-extra push», МэВ	ΔE_{\min} , МэВ (наша модель)
$^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$	$-0,5 \pm 3$	3,3	0
$^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$	10 ± 5	20,5	8
$^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$	$\geq 15,7$	34	11,5
$^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$	$\geq 23,5$	56	15
$^{96}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$	$6,5 \pm 3$	12 и 27 [45]	5

Рассчитанные зависимости $\bar{s}(t)$, $\chi_{ss}(t)$, $\bar{\eta}(t)$ и $\chi_{\eta\eta}(t)$ представлены для реакций $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$ и $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$ на рис. 10. Для лучшего представления \bar{R} заменен здесь на \bar{s} — расстояние между поверхностями ядер. Параметр Γ был взят равным 2 МэВ. Диффузионные процессы происходят по переменным R и η . При $\bar{R} > R_b$ ($\bar{s} > 1,5$ фм) считаем, что ДЯС распадается на два фрагмента (рис. 7). Время t_0 , при котором $\bar{R} = R_b$, определяет период полураспада ДЯС. Как можно видеть, величина t_0 в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$ приблизительно в три раза больше, чем в реакции $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$. Так как начальная ДЯС в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$ расположена в глубоком потенциальном кармане, квазиделение происходит, когда $\bar{\eta}$ значительно уменьшается по сравнению с $\eta_i = 0,65$, что качественно согласуется с результатами [136]. Величина t_0 уменьшается с увеличением ΔE . Дисперсия χ_{ss} сильно увеличивается, когда ДЯС достигает точки перегиба потенциала $V(R)$. Такой экспоненциальный рост χ_{ss} — признак перехода от регулярного к хаотическому движению по s . Величины дисперсий увеличиваются с энергией возбуждения начальной ДЯС или ΔE .

Определив $\chi_{\eta\eta}$, можно вычислить вероятность полного слияния P_{CN} по формуле (28). Зависимости P_{CN} от ΔE представлены на рис. 11 для реакций, приводящих к образованию составного ядра ^{246}Fm . Расчеты были сделаны с помощью решения системы уравнений на первые и вторые моменты функции распределения и предположения о виде функции распределения (29). Видно, что в согласии с экспериментом [132] P_{CN} уменьшается с η_i . Причина заключается в том, что величина $\chi_{\eta\eta}$ не может стать достаточно большой из-за быстрого распада ДЯС при малых значениях η . Таким образом, конкуренция между полным слиянием и квазиделением чрезвычайно важна в эволюции ДЯС.

В работе [92] мы не вычисляли сечения σ_{2n} в реакциях $^{40}\text{Ar}(^{206}\text{Pb}, 2n)^{244}\text{Fm}$ и $^{76}\text{Ge}(^{170}\text{Er}, 2n)^{244}\text{Fm}$, рассмотренных в [132]. Для вычисления σ_{2n} мы должны знать сечения захвата σ_c и вероятности выживания W_{sur} возбужденного составного ядра. Например, максимум $\sigma_{2n}(E_{\text{cm}})$ соответствует $E_{\text{cm}} < V(R_b)$ для реакции $^{40}\text{Ar}(^{206}\text{Pb}, 2n)^{244}\text{Fm}$, т. е. вероятность захвата во входном канале меньше единицы в этой реакции.

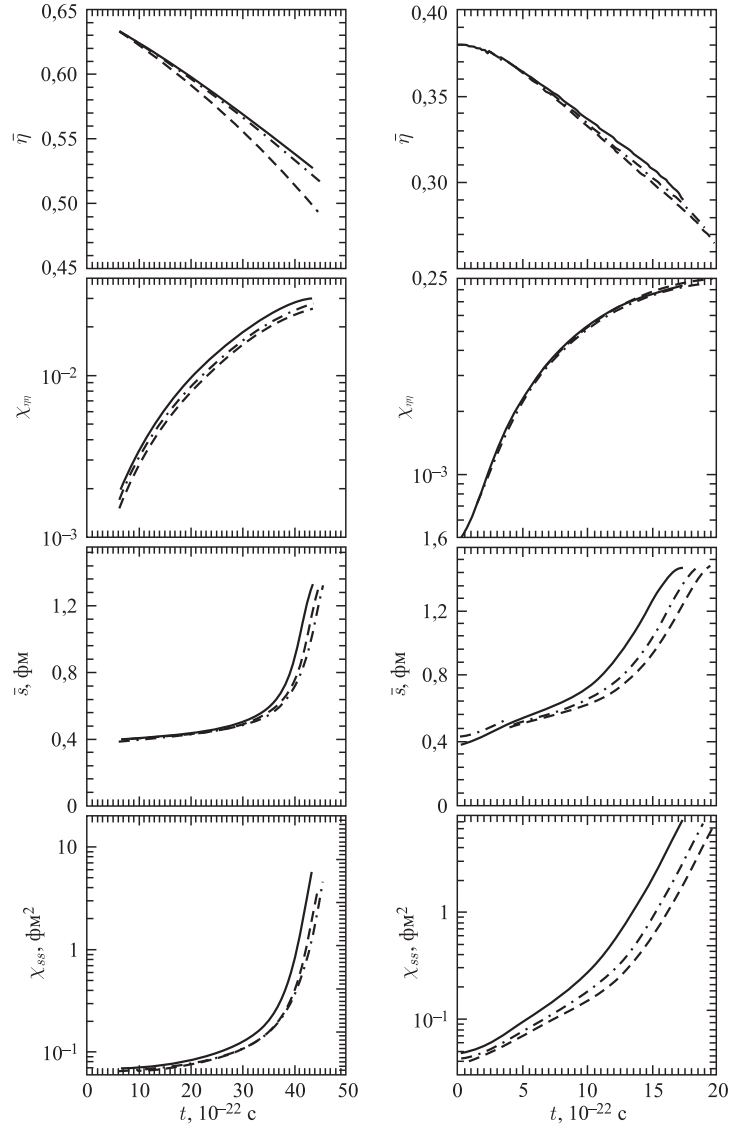


Рис. 10. Левая часть: рассчитанные зависимости $\bar{s}(t)$, $\chi_{ss}(t)$, $\bar{\eta}(t)$ и $\chi_{\eta\eta}(t)$ для ДЯС, образованной в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$. Здесь \bar{s} — расстояние между поверхностями ядер. Полученные результаты для $\Delta E = 0, 5, 10$ МэВ (кинетической энергии выше входного барьера $V(R_b)$) показаны штриховой, штрихпунктирной и сплошной линиями соответственно. Правая часть: то же, но для реакции $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$. Полученные результаты для $\Delta E = 5, 10, 20$ МэВ показаны штриховой, штрихпунктирной и сплошной линиями соответственно

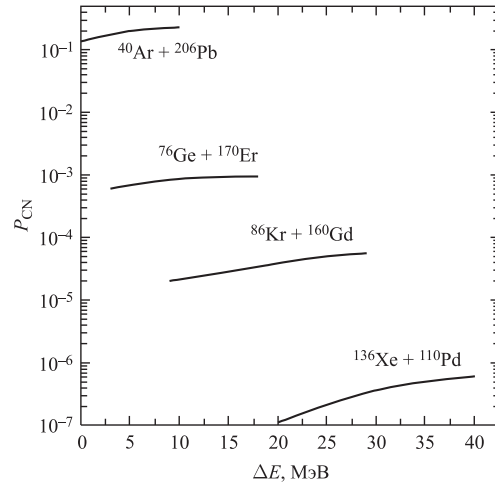


Рис. 11. Зависимость вероятности полного слияния от ΔE для реакций, ведущих к образованию составного ядра ^{246}Fm . Использовались решения системы уравнений на первые и вторые моменты функции распределения и (29)

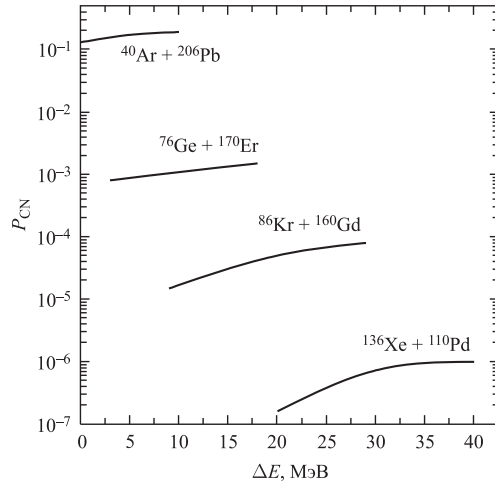


Рис. 12. Зависимость вероятности полного слияния от ΔE для реакций, ведущих к образованию составного ядра ^{246}Fm . Использовалась формула Крамерса

Значения P_{CN} , вычисленные с помощью формулы Крамерса, представлены на рис. 12. Для $\lambda^{\text{BG}}(t)$ использовалось выражение (40) и величины $\bar{\eta}(t)$, $\chi_{\eta\eta}(t)$, полученные из решения соответствующих уравнений для моментов. Для реакции $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$ зависимость $\lambda^{\text{BG}}(t)$ представлена на рис. 13.

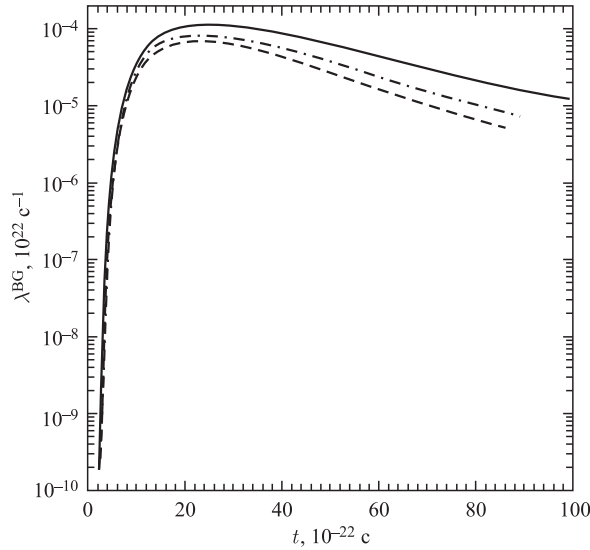


Рис. 13. Зависимость $\lambda^{\text{BG}}(t)$ для реакции ${}^{76}\text{Ge} + {}^{170}\text{Er}$. Результаты расчета для $\Delta E = 5, 10$ и 20 МэВ показаны штриховой, штрихпунктирной и сплошной линиями соответственно

В случае асимметричной ДЯС $\lambda^{\text{BG}}(t)$ увеличивается с ростом $\chi_{\eta\eta}(t)$, но уменьшается с ростом $\eta_{\text{BG}} - \bar{\eta}(t)$ (см. (40)). В результате $\lambda^{\text{BG}}(t)$ изначально быстро растет со временем на рис. 13, а затем немного спадает к квазистационарному пределу из-за роста $\eta_{\text{BG}} - \bar{\eta}(t)$.

Рис. 11 и 12 демонстрируют хорошее согласие между величинами P_{CN} , полученными в двух разных подходах. Поэтому для расчета сечений полного слияния можно использовать наиболее простой из этих подходов. Использование формулы Крамерса оправданно для рассматриваемых почти симметричных ДЯС, в которых барьер квазиделения B_{qf} не слишком мал и t_0 достаточно большое. Например, рассмотрим полное слияние в реакции ${}^{96}\text{Zr} + {}^{124}\text{Sn}$. Для начальной ДЯС в этой реакции $B_{\text{fus}}^* = 9$ МэВ, $B_{\text{qf}} = 4$ МэВ и $\Delta E_{\text{min}} = 5$ МэВ (табл. 1). В почти симметричной ДЯС величина $\eta_{\text{BG}} - \bar{\eta}(t)$ слабо меняется со временем и $\lambda^{\text{BG}}(t)$ быстро, через $1,2 \cdot 10^{-22}$ с, достигает квазистационарного предела λ_Q^{BG} из-за увеличения $\chi_{\eta\eta}$ (рис. 14). Так как при рассматриваемых энергиях возбуждения в реакции ${}^{96}\text{Zr} + {}^{124}\text{Sn}$ $t_0 = 2,7 \cdot 10^{-20}$ с, значение P_{CN} можно оценить с помощью (37) следующим образом:

$$P_{\text{CN}} = 2\lambda_Q^{\text{BG}} t_0 / \ln 2.$$

Здесь фактор 2 учитывает симметрию относительно $\eta = 0$ для процесса слияния. Потенциал $U(\eta)$ симметричен относительно $\eta = 0$, и слияние происхо-

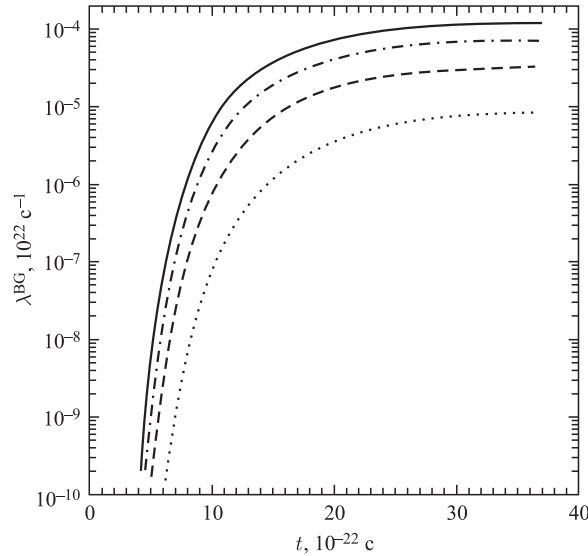


Рис. 14. Зависимость $\lambda^{\text{BG}}(t)$ для реакции $^{96}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$. Результаты расчета для $E_{\text{cm}} = 220, 225, 235$ и 245 МэВ показаны пунктирной, штриховой, штрихпунктирной и сплошной линиями соответственно

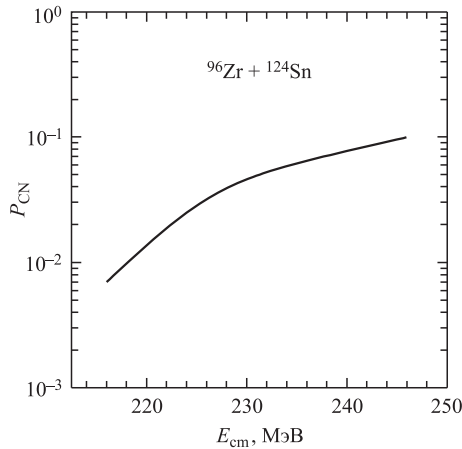


Рис. 15. Вероятность полного слияния для реакции $^{96}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$

E_{cm} представлена на рис. 15. Для малых E_{cm} величины P_{CN} на рис. 15 согласуются с данными, извлеченными из эксперимента [137]. Отметим, что P_{CN} не измеряются непосредственно в эксперименте, а извлекаются

длит, когда ДЯС достигает либо $\eta = \eta_{\text{BG}}$, либо $\eta = -\eta_{\text{BG}}$. Рассмотрение двух барьеров необходимо только для почти симметричных ДЯС. Для асимметричной ДЯС лишь внутренний барьер слияния, для которого $|\eta_{\text{BG}} - \bar{\eta}|$ минимальна, играет главную роль. Время полураспада t_0 можно оценить, используя (41) и потенциал $V(R)$.

Так как в настоящем подходе учитывается конечность времени жизни ДЯС, полученные величины P_{CN} меньше, чем P_{CN} , вычисленные при простом статистическом рассмотрении. Для реакции $^{96}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$ зависимость P_{CN} от

из сечений образования испарительных остатков $\sigma_{\text{ER}}(E_{\text{cm}})$ на основе модельных предположений о вероятности выживания W_{sur} возбужденного составного ядра и эффективном сечении захвата $\sigma_c(E_{\text{cm}})$: $P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}) = \sigma_{\text{ER}}(E_{\text{cm}})/[\sigma_c(E_{\text{cm}})W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}})]$ [137]. Эксперименты [114] продемонстрировали, что для энергий возбуждения $E^* > 35$ МэВ нейтронная эмиссия происходит прежде, чем составное ядро достигает седловой точки. Нейтронная эмиссия эффективно уменьшает вероятность деления и увеличивает W_{sur} . Этот эффект не был принят во внимание в [137] при получении P_{CN} из σ_{ER} . Поэтому при $E_{\text{cm}} > 230$ МэВ значения P_{CN} , представленные в [137], могут быть несколько завышены.

Сферическая форма ядер ДЯС предполагалась в вычислении потенциальной энергии при рассмотренных энергиях возбуждения. Для относительно малых энергий возбуждения необходимо учитывать деформации ядер ДЯС, соответствующие их основным состояниям. Если начальная ДЯС состоит из сферических ядер, например Zr и Sn, на барьере при $\eta = \eta_{\text{BG}}$ ядра в ДЯС становятся деформированными. В этом случае барьер B_{fus}^* уменьшается из-за эффектов деформации [92]. Если ядра в ДЯС сферические при $\eta = \eta_{\text{BG}}$ и деформированы в начальной ДЯС, то потенциал $U(\eta)$ зависит от взаимной ориентации ядер в начальной ДЯС. В действительности во входном канале реакции происходит усреднение по взаимной ориентации сталкивающихся ядер.

1.3. Конкуренция между полным слиянием и квазиделением в квазистационарном приближении. Поскольку вероятность полного слияния увеличивается с ростом массовой асимметрии начальной ДЯС, выгодно сливать ядра в более асимметричных реакциях. В асимметричных реакциях основными факторами, препятствующими образованию составного ядра, являются распад ДЯС из начальной конфигурации и эволюция ДЯС в направлении меньшей асимметрии с последующим распадом из более симметричных конфигураций. В этих реакциях начальная ДЯС находится в локальном минимуме «driving» потенциала и движению системы к меньшим η препятствует барьер $B_{\eta_{\text{sym}}}$. Скорость потока квазиделения определяется суммой скоростей потоков λ_i ($i = R, \eta_{\text{sym}}$) через барьер B_R по R начальной конфигурации и барьер $B_{\eta_{\text{sym}}}$ по η . Поток вероятности через барьер слияния по η определяется скоростью вероятности $\lambda_\eta(t)$ при $\eta = \eta_{\text{BG}}$ (рис. 16). Тогда мы получаем

$$P_{\text{CN}} = \int_0^{t_0} \lambda_\eta(t) dt. \quad (44)$$

Здесь t_0 является временем жизни ДЯС и находится из следующего условия:

$$\int_0^{t_0} [\lambda_R(t) + \lambda_\eta(t) + \lambda_{\eta_{\text{sym}}}(t)] dt = 1. \quad (45)$$

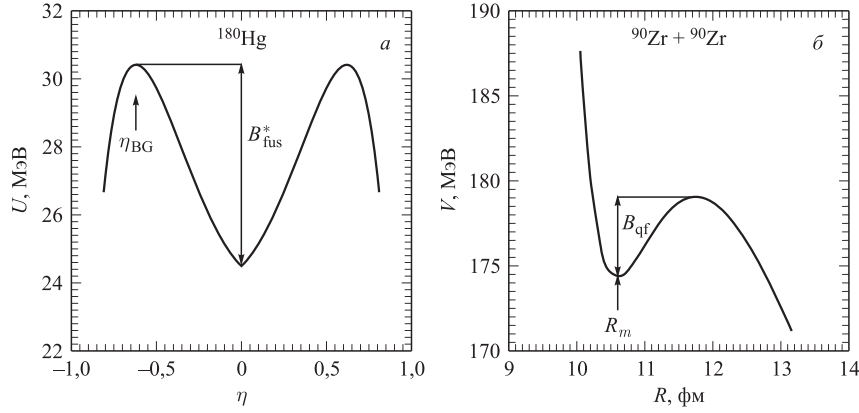


Рис. 16. а) Потенциальная энергия ДЯС, соответствующей составному ядру ^{180}Hg , как функция массовой асимметрии при нулевом угловом моменте. Энергия отсчитывается от энергии составного ядра. В формуле (8) используются жидкокапельные энергии связи. б) Ядро-ядерный потенциал в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ при нулевом угловом моменте

Зависимость $\lambda_i(t)$ ($i = R, \eta$) от времени может быть задана следующим образом:

$$\lambda_i(t) = \lambda_i^{\text{Kr}} \left(\frac{e^{t/\tau_i} - 1}{e - 1} \theta(\tau_i - t) + \theta(t - \tau_i) \right), \quad (46)$$

где λ_i^{Kr} — асимптотическая скорость вероятности полного слияния или квазиделения $\lambda_i(t)$ по R или η на соответствующих барьерах (рис. 16), и $\theta(t)$ является ступенчатой функцией. Предполагается, что после экспоненциального роста за переходное время τ_i величина $\lambda_i(t)$ достигает асимптотического значения.

Используя (46), получаем из (44) и (45)

$$P_{\text{CN}} = P_{\text{CN}}^0 - \Delta P_{\text{CN}} = \frac{\lambda_{\eta}^{\text{Kr}}}{\lambda_R^{\text{Kr}} + \lambda_{\eta}^{\text{Kr}} + \lambda_{\eta_{\text{sym}}}^{\text{Kr}}} - \frac{\lambda_{\eta}^{\text{Kr}} [\lambda_R^{\text{Kr}} (\tau_{\eta} - \tau_R) + \lambda_{\eta_{\text{sym}}}^{\text{Kr}} (\tau_{\eta} - \tau_{\eta_{\text{sym}}})]}{(\lambda_R^{\text{Kr}} + \lambda_{\eta}^{\text{Kr}} + \lambda_{\eta_{\text{sym}}}^{\text{Kr}}) \beta}, \quad (47)$$

$$t_0 = t_{00} + \Delta t = \frac{1}{\lambda_R^{\text{Kr}} + \lambda_{\eta}^{\text{Kr}} + \lambda_{\eta_{\text{sym}}}^{\text{Kr}}} + \frac{\lambda_R^{\text{Kr}} \tau_R + \lambda_{\eta}^{\text{Kr}} \tau_{\eta} + \lambda_{\eta_{\text{sym}}}^{\text{Kr}} \tau_{\eta_{\text{sym}}}}{(\lambda_R^{\text{Kr}} + \lambda_{\eta}^{\text{Kr}} + \lambda_{\eta_{\text{sym}}}^{\text{Kr}}) \beta}, \quad (48)$$

где $\beta = e - 1 \approx 1,72$. Предполагая вместо (46) линейный рост $\lambda_i(t)$ [121]

$$\lambda_i(t) = \lambda_i^{\text{Kr}} \left(\frac{t}{\tau_i} \theta(\tau_i - t) + \theta(t - \tau_i) \right), \quad (49)$$

получаем снова (47) и (48), но с $\beta = 2$. Первые члены в (47) и (48) соответствуют квазистационарному режиму. Вторые слагаемые связаны с переходным процессом. Ясно, что с хорошей точностью можно положить $\tau_\eta = \tau_{\eta_{\text{sym}}}$. Из (47) следует, что можно пренебречь переходным временем при $\tau_i \ll 1/\lambda_i^{\text{Kr}}$ ($i = R, \eta, \eta_{\text{sym}}$) или $\tau_R \approx \tau_\eta \approx \tau_{\eta_{\text{sym}}}$. Это справедливо для всех рассмотренных реакций за исключением реакций $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$, где различия между B_{fus}^* и B_{qf} очень велики. Отметим, что роль переходной стадии уменьшается с уменьшением энергии возбуждения ДЯС, поскольку экспоненциальное увеличение $1/\lambda_R^{\text{Kr}}$ больше, чем логарифмическое увеличение переходных времен.

Для симметричных и почти симметричных систем должна учитываться симметрия процесса полного слияния относительно $\eta = 0$. Слияние происходит, когда ДЯС достигает барьера при $\eta = \eta_{\text{BG}}$ или $\eta = -\eta_{\text{BG}}$ (рис. 16).

Квазистационарные значения скоростей потоков λ_i^{Kr} через двухмерный потенциальный барьер определяются следующей формулой Крамерса [121, 138, 139]:

$$\lambda_i^{\text{Kr}} = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_i \omega_{i'}}{\omega_i^{B_i} \omega_{i'}^{B_{i'}}} \left(\sqrt{\left[\frac{\Gamma}{2\hbar} \right]^2 + (\omega_i^{B_i})^2} - \frac{\Gamma}{2\hbar} \right) \exp \left[-\frac{B_i}{T} \right]. \quad (50)$$

Здесь B_i ($i = R, \eta, \eta_{\text{sym}}$) определяет высоту барьера слияния ($B_\eta = B_{\text{fus}}^*$) или квазиделения ($B_R = B_{\text{qf}}$ или $B_{\eta_{\text{sym}}} = B_{\text{qf}}$). В (50) $\omega_i^{B_i}$ и $\omega_{i'}$ ($i = R, \eta$) — частоты перевернутых и нормальных гармонических осцилляторов, которыми аппроксимируется потенциал по переменным $i = R, \eta$ на вершинах барьеров и в минимуме для начальной ДЯС. Значения $\omega_i^{B_j}$ и ω_i легко находятся после расчета потенциальной энергии ДЯС. В расчетах вероятности слияния используются следующие значения: $\hbar\omega_R^{B_R} \approx 0,8-1$ МэВ, $\hbar\omega_R^{B_\eta, B_{\eta_{\text{sym}}}} \approx 3-3,5$ МэВ, $\hbar\omega_\eta^{B_R} \approx 1-1,5$ МэВ, $\hbar\omega_\eta^{B_\eta, B_{\eta_{\text{sym}}}} \approx 1,5-2$ МэВ, $\hbar\omega_R \approx 1,5-2$ МэВ и $\hbar\omega_\eta \approx 0,8-1$ МэВ. Так как локальное осцилляторное приближение поверхности потенциальной энергии является хорошим приближением для рассматриваемых реакций, мы пренебрегли недиагональными компонентами тензора кривизны в (50). В наших вычислениях используется простое выражение (31) для коэффициентов трения $\gamma_{ii'}$. Как показано в [92], коэффициенты трения γ_{RR} и $\gamma_{\eta\eta}$, полученные с $\Gamma = 2$ МэВ (31), имеют тот же порядок величины, что и значения, вычисленные в других подходах [7, 140]. При описании динамики ДЯС не учитывались недиагональные компоненты тензора инерции, потому что $\mu_{R\eta} \ll \sqrt{\mu_{RR}\mu_{\eta\eta}}$ при $|\eta| < |\eta_{\text{BG}}|$ [124].

Потенциальная энергия ДЯС зависит от оболочечных эффектов, углового момента и температуры. Здесь мы различаем два случая. Первый соответствует большим энергиям возбуждения начальной ДЯС, когда жидкокапельные энергии связи и сферические формы ядер в ДЯС могут использо-

ваться в вычислениях. Второй случай соответствует холодному слиянию с малыми E^* , когда экспериментальные энергии связи и деформации ядер в их основных состояниях [109] используются в (8). Для демонстрации влияния оболочек и эффектов деформации при малых E^* на рис. 17 представлена вычисленная потенциальная энергия $U(R_m, \eta, J = 0)$ для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$. В этой реакции деформация ядер в ДЯС приводит к уменьшению B_{fus}^* . После сглаживания по малым колебаниям, вызванным четно-нечетными эффектами, мы можем использовать выражение (50) для λ_i^{Kr} . Расчетные управляющие потенциалы для реакций, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер, представлены в [141]. Ниже мы обсудим случай реакции $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$, в котором вероятность полного слияния вычисляется с управляющим потенциалом со сферическими или деформированными ядрами ДЯС. Вычисления вероятностей полного слияния со сферическими (жидкокапельные энергии связи) и деформированными (экспериментальные энергии связи) ядрами дают нам интер-

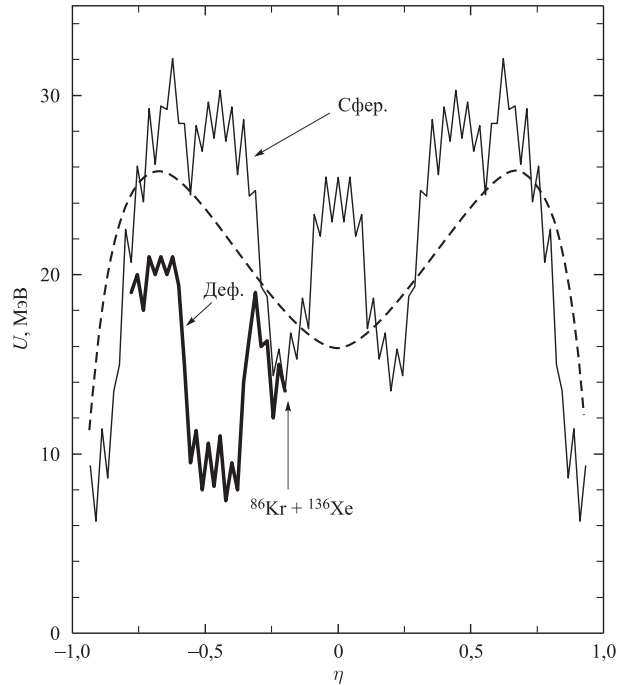


Рис. 17. Потенциальная энергия ДЯС в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ как функция η при $J = 0$. Результаты расчета с жидкокапельными и экспериментальными энергиями связи в (8) показаны штриховой и сплошной линиями соответственно. Управляющие потенциалы с учетом и без учета эффектов деформации в ДЯС показаны толстой и тонкой сплошными линиями соответственно. Ориентации ядер соответствуют минимуму потенциальной энергии

вал возможных значений P_{CN} . Как отмечено в [92], P_{CN} могут стать меньше или больше при учете оболочечных эффектов и эффектов деформаций.

Зависимости высот барьеров от J для реакций $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ представлены на рис. 18. Величины B_{fus}^* и B_{qf} слабо меняются, когда J увеличивается от 0 до 25. Для более тяжелых систем изменения еще меньше из-за большего момента инерции. В результате P_{CN} мало отличаются от значений, вычисленных при $J = 0$. Чтобы вычислить $\sigma_c(E_{\text{cm}}, J)$, в (13) часто используется простое выражение $\sigma_c(E_{\text{cm}}, J) = \pi\lambda^2(2J + 1)T(E_{\text{cm}}, J)$. Коэффициент прохождения через кулоновский барьер $T(E_{\text{cm}}, J)$ также ограничивает диапазон угловых моментов. Весовая функция $(2J + 1)P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J)$,

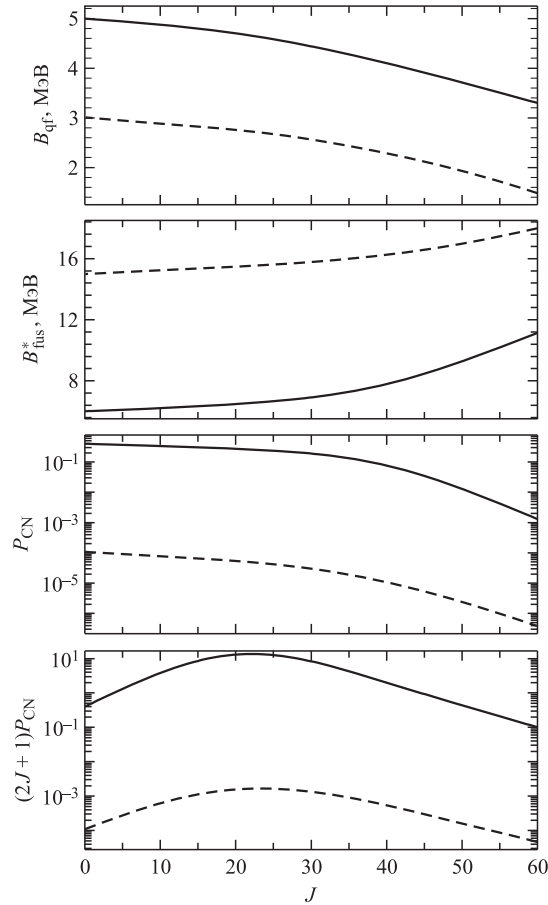


Рис. 18. Зависимости B_{qf} , B_{fus}^* , P_{CN} и $(2J + 1)P_{\text{CN}}$ от J для реакций $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ (сплошные линии) и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ (штриховые). Расчет P_{CN} выполнен при $E^* = 30$ МэВ и $\Gamma = 2$ МэВ

используемая для расчета σ_{CN} , имеет максимум при $J = 20$. Поскольку значение σ_c необходимо для определения сечения образования испарительных остатков, то можно рассмотреть только малые угловые моменты. Действительно, вероятности выживания составных ядер в рассматриваемых реакциях представляют собой узкие функции углового момента, достигающие максимума около $J = 0$ [25, 137] при всех энергиях. Хотя точное вычисление функции возбуждения требует знания зависимости P_{CN} от J , для оценок сечений образования испарительных остатков с хорошей точностью можно использовать σ_c , вычисленные с $J_{\text{max}} = 10-15$ и $P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J = 0)$.

1.3.1. Эффект переходного времени. Поскольку различие между барьерами слияния B_{fus}^* и квазиделения $B_R = B_{\text{qf}}$ по R может быть большим в некоторых реакциях, необходимо оценить роль переходных процессов при

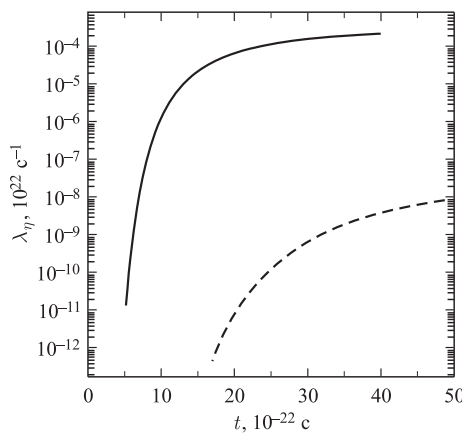


Рис. 19. Рассчитанные скорости вероятности слияния λ_η как функции времени для реакций $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ (сплошная линия) и $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ (штриховая) при $E^* = 30$ МэВ и $\Gamma = 2$ МэВ

вычислении P_{CN} и t_0 . Движения по R и η близки к пределам слабого и сильного затуханий соответственно. Поэтому переходное время для реалистических значений Γ может быть оценено с помощью следующих выражений [121]:

$$\tau_R = \frac{\hbar}{\Gamma} \ln \left(\frac{10B_R}{T} \right), \quad (51)$$

$$\tau_\eta = \frac{\Gamma}{2\hbar\omega_\eta^2} \ln \left(\frac{10B_{\text{fus}}^*}{T} \right). \quad (52)$$

Зависимости $\lambda_\eta(t)$ от времени представлены на рис. 19 для реакций $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ и $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ при $\Gamma = 2$ МэВ и $E^* = 30$ МэВ. Переходные времена на рис. 19 фактически те же, что и следуют из (52). Рассчитанные переходные времена и времена жизни различных систем приведены в табл. 2. Можно видеть, что переходная стадия мало влияет на значения t_0 .

Известно [142], что рассмотрение переходной стадии важно при больших энергиях возбуждения, когда эмиссия частиц во время деления или слияния изменяет систему. Однако это не относится к рассматриваемым реакциям, и вычисления с учетом переходного времени (табл. 3) приводят к уменьшению P_{CN} в реакциях $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$ максимум на 30% по сравнению со значениями P_{CN}^0 , полученными из (47) для $\Gamma = 2$ МэВ. В других реакциях влияние переходной стадии незначительно. Поэтому можно пренебречь переходным временем в вычислениях P_{CN} для большинства реакций.

Таблица 2. Рассчитанные переходные времена (51) и (52), квазистационарные значения $1/\lambda_i^{Kr}$ и время жизни (48) в симметричных и почти симметричных реакциях при $J = 0$, $\Gamma = 2$ МэВ и энергии возбуждения $E^* = 30$ МэВ начальной ДЯС. Расчеты выполнены с B_{fus}^* и B_{qf} из табл. 4

Реакция	τ_R , 10^{-21} с	$1/\lambda_R^{Kr}$, 10^{-21} с	τ_η , 10^{-21} с	$1/\lambda_\eta^{Kr}$, 10^{-19} с	t_0 , 10^{-21} с	Δt , 10^{-21} с
$^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$	1,2	104	2,4	1,6	63	1,0
$^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$	1,1	60	2,8	39	58	0,6
$^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$	1,0	32	3,1	2800	32	0,6
$^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$	1,1	70	2,8	18	68	0,6
$^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$	0,5	50	3,2	8300	5	0,3
$^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$	0,5	50	3,5	$7,1 \cdot 10^6$	5	0,3

Таблица 3. Рассчитанные P_{CN}^0 , ΔP_{CN} и отношение $\Delta P_{CN}/P_{CN}^0$ (см. (48)) в симметричных и почти симметричных реакциях при $J = 0$, $\Gamma = 2$ МэВ и энергии возбуждения $E^* = 30$ МэВ начальной ДЯС. Расчеты выполнены с B_{fus}^* и B_{qf} из табл. 4

Реакция	P_{CN}^0	ΔP_{CN}	$\Delta P_{CN}/P_{CN}^0$
$^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$	$4,0 \cdot 10^{-1}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$6,7 \cdot 10^{-3}$
$^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$
$^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$
$^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
$^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$	$5,5 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$3,1 \cdot 10^{-1}$
$^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$	$6,1 \cdot 10^{-9}$	$1,9 \cdot 10^{-9}$	$3,1 \cdot 10^{-1}$

Для реакций с $B_{fus}^* - B_{qf} \geq 15$ МэВ величины P_{CN} малы и поправки к ΔP_{CN} из-за переходной стадии фактически находятся в пределах неопределенности, вызванной неточностями расчета высот барьеров квазиделения и полного слияния. В этих реакциях значения P_{CN} , вычисленные без ΔP_{CN} в (47), являются верхними пределами вероятности полного слияния и могут использоваться для оценок сечений полного слияния.

1.3.2. Большие энергии возбуждения ДЯС. Величины P_{CN} в табл. 4 для большинства реакций находятся в хорошем согласии со значениями, извлеченными из экспериментальных данных [27, 108, 132, 137], и с результатами наших предыдущих вычислений [9, 10]. Например, для реакций $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ величины $P_{CN} \approx 4 \cdot 10^{-1}$, 10^{-2} , 10^{-4} соответственно приводят к хорошему согласию с экспериментальными значениями $\sigma_{CN}(E_{cm})$. Возможно, из-за малых P_{CN} в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$ слияние не наблюдалось в [132]. Таким образом, конкуренция между полным слиянием и квазиделением чрезвычайно важна в динамике ДЯС.

Таблица 4. Рассчитанные вероятности полного слияния P_{CN} в симметричных и почти симметричных реакциях при разных значениях параметра Γ . Расчеты выполнены при $J = 0$ и энергии возбуждения $E^* = 30$ МэВ начальной ДЯС. Для расчета P_{CN} в (8) использовались жидкокапельные массы и ядра ДЯС предполагались сферическими. Здесь $B_{qf} = \min(B_R, B_{\eta_{sym}})$

Реакция	B_{fus}^* , МэВ	B_{qf} , МэВ	P_{CN} (Γ в МэВ)				
			$\Gamma = 0$	$\Gamma = 1$	$\Gamma = 2$	$\Gamma = 3$	$\Gamma = 4$
$^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$	6	5	$3,1 \cdot 10^{-1}$	$3,6 \cdot 10^{-1}$	$4,0 \cdot 10^{-1}$	$4,5 \cdot 10^{-1}$	$4,8 \cdot 10^{-1}$
$^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$	10	4	$8,3 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$
$^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$	15	3	$6,5 \cdot 10^{-5}$	$7,9 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
$^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$	8,5	4	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-2}$
$^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$	15,5	0,5	$9,0 \cdot 10^{-7}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$4,4 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$
$^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$	22,5	0,5	$1,6 \cdot 10^{-9}$	$2,5 \cdot 10^{-9}$	$4,2 \cdot 10^{-9}$	$4,9 \cdot 10^{-9}$	$5,7 \cdot 10^{-9}$

Значения P_{CN} могут быть также вычислены с помощью (44) при использовании одномерной формулы Крамерса вместо (50):

$$\lambda_i^{Kr} = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_i}{\omega_i^{B_i}} \left(\sqrt{\left(\frac{\Gamma}{2\hbar}\right)^2 + (\omega_i^{B_i})^2} - \frac{\Gamma}{2\hbar} \right) \exp\left[-\frac{B_i}{T}\right]. \quad (53)$$

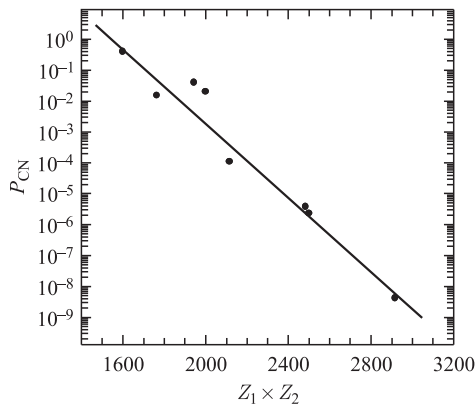


Рис. 20. Рассчитанная (точки) вероятность полного слияния как функция $Z_1 \times Z_2$ для представленных в табл. 4 реакций и реакций $^{96}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$ ($B_{fus}^* = 9$ МэВ, $B_{qf} = 4$ МэВ) и $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ ($B_{fus}^* = 16$ МэВ, $B_{qf} = 0,5$ МэВ) при $J = 0$, $\Gamma = 2$ МэВ и $E^* = 30$ МэВ для начальной ДЯС

С помощью этой формулы мы находим приблизительно те же самые P_{CN} , что и с помощью формулы (50). Отметим, что P_{CN} определяется отношением потоков вероятностей. Поэтому величина P_{CN} слабо зависит от способа расчета предэкспоненциальных факторов λ_i^{Kr} .

В дополнение к реакциям, представленным в табл. 4, вероятности полного слияния вычислены в реакциях $^{96}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$ и $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ с $\Gamma = 2$ МэВ, $J = 0$ и энергией возбуждения $E^* = 30$ МэВ начальной ДЯС. Зависимость P_{CN} от $Z_1 \times Z_2$ (произведения зарядовых чисел сталкивающихся ядер) представлена на рис. 20. Видно экспоненциальное уменьшение P_{CN} с увеличением $Z_1 \times Z_2$ в симметричных и почти симметричных реакциях. Поэтому экспериментально наблюдаемый [25] быстрый

экспоненциальное уменьшение P_{CN} с увеличением $Z_1 \times Z_2$ в симметричных и почти симметричных реакциях. Поэтому экспериментально наблюдаемый [25] быстрый

спад сечений полного слияния с увеличением $Z_1 \times Z_2$ легко объясняется в нашей модели.

Скорости вероятностей полного слияния и квазиделения уменьшаются с увеличением значения параметра Γ . Однако P_{CN} быстро увеличивается (скорость квазиделения уменьшается более сильно, чем скорость полного слияния) и достигает плато при $\Gamma \approx 4$ МэВ, поскольку диссипативные эффекты по η и R начинают компенсировать друг друга. Рассчитанные зависимости $\lambda_{\eta}^{\text{Kr}}$, λ_R^{Kr} и P_{CN} от параметра трения Γ показаны на рис. 21 для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. Поскольку вероятность слияния достаточно слабо зависит от Γ , наши вычисления согласуются с P_{CN} , полученными в [9, 10] в рамках простых статистических предположений. Видно, что результаты вычислений не чувствительны к величине параметра Γ при $\Gamma > 2$ МэВ. Реалистическое значение $\Gamma = 2$ МэВ используется в наших дальнейших вычислениях.

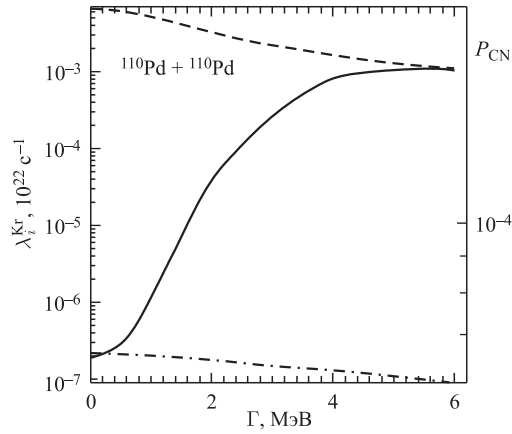


Рис. 21. Скорости вероятностей полного слияния (штрихпунктирная линия) и квазиделения (штриховая) λ_i^{Kr} ($i = \eta, R$) и вероятность полного слияния P_{CN} (сплошная линия) как функции параметра Γ для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ при $J = 0$

Зависимости P_{CN} от энергии возбуждения $E^* = E_{\text{cm}} - V(R_m)$ ДЯС для реакций $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ и $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ приведены на рис. 22. Видно, что P_{CN} увеличивается с ростом E^* , потому что λ_R^{Kr} в (44) увеличивается медленнее, чем $\lambda_{\eta}^{\text{Kr}}$. Для реакции $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ P_{CN} были вычислены для двух случаев. В первом случае использовались жидкокапельные массы в (8) и сферическая форма ядер ДЯС для вычисления B_{fus}^* и B_{qf} . Во втором случае использовались экспериментальные массы в (8), сферические ядра в начальной ДЯС и деформированные ядра в основных состояниях около $\eta = \eta_{\text{BG}}$. Ориентации ядер ДЯС соответствовали минимуму потенциальной энергии. Из-за эффекта деформации $V(R_m)$ уменьшается около $\eta = \eta_{\text{BG}}$ по сравнению со случаем сферических ядер, что ведет к уменьшению $U(R_m, \eta_{\text{BG}})$. В результате B_{fus}^*

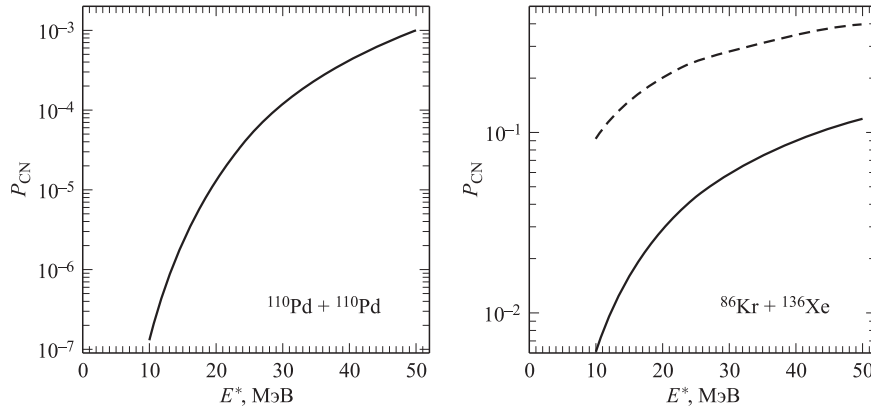


Рис. 22. Вероятность слияния P_{CN} как функция энергии возбуждения $E^* = E_{cm} - V(R_m)$ начальной ДЯС для реакций $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ (слева) и $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ (справа) при $J = 0$ и $\Gamma = 2$ МэВ. Результаты получены для жидкокапельных масс и сферических ядер (сплошные линии) и экспериментальных масс и деформаций ядер (штриховая линия)

уменьшается и P_{CN} увеличивается (рис. 22). Управляющий потенциал с реалистическими энергиями связи и эффектами деформации предпочтителен при малых энергиях возбуждения. Потенциал с жидкокапельными энергиями связи можно использовать при больших энергиях возбуждения. Для $5n$ -канала в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ энергия возбуждения составного ядра составляет приблизительно 46 МэВ ($E^* = 30$ МэВ) и $P_{CN} = 4 \cdot 10^{-2}$. С $\sigma_c = 23$ мб в рамках модели [70] и средним значением $\langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle = 0,3$, взятым из работы [26], получаем сечение образования испарительного остатка $\sigma_{ER} \approx \sigma_c P_{CN} \langle \Gamma_n / \Gamma_f \rangle^5 = 2,2$ мкб, которое хорошо согласуется с экспериментальным значением 5 мкб [143].

Энергетический порог для полного слияния, связанный с B_{fus}^* (см. табл. 4), может быть намного меньшим, чем «extra-extra push», который, например, $E_{xx} = 60$ и 30 МэВ в реакциях $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ и $^{62}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ соответственно. Этот результат нашей модели оказался в прекрасном согласии с экспериментальными данными по синтезу сверхтяжелых элементов [29, 32], которые указывают на нереалистичность больших значений E_{xx} .

1.3.3. Малые энергии возбуждения ДЯС. Для низких энергий возбуждения начальной ДЯС в асимметричных реакциях $^{62}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{270}110$, $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{278}112$, $^{82}\text{Se} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{290}116$ и $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{292}114$, которые ведут к синтезу сверхтяжелых элементов, начальные ДЯС находятся в локальном минимуме $U(\eta)$, образованном благодаря оболочечным эффектам (реалистические энергии связи используются в (8)) [141]. В этом случае можно использовать выражения Крамерса (50) для оценки величин P_{CN} (табл. 5).

Таблица 5. То же, что и в табл. 4, но для асимметричных реакций, используемых для получения сверхтяжелых ядер. Учитываются эффекты деформации. Расчеты выполнены при $J = 0$ и $E^* = 15$ МэВ для начальной ДЯС за исключением реакции $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$, для которой $E^* = 33$ и 15 МэВ с учетом и без учета (sph.) эффектов деформации соответственно, а энергия возбуждения составного ядра ≈ 40 МэВ. Здесь $B_{\text{qf}} = \min(B_R, B_{\eta_{\text{sym}}})$

Реакция	B_{fus}^* , МэВ	B_{qf} , МэВ	P_{CN} (Γ в МэВ)				
			$\Gamma = 0$	$\Gamma = 1$	$\Gamma = 2$	$\Gamma = 3$	$\Gamma = 4$
$^{62}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{270}110$	8	1,5	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$
$^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{278}112$	9,5	1	$9,1 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$
$^{82}\text{Se} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{290}116$	12,5	0,5	$9,4 \cdot 10^{-8}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$
$^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{292}114$	12	4	$3,7 \cdot 10^{-4}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$6,2 \cdot 10^{-4}$	$8,0 \cdot 10^{-4}$	$9,1 \cdot 10^{-4}$
$^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{292}114$ (sph.)	7	3	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$

Для этих реакций учитывались деформации ядер ДЯС [92, 141]. Поскольку в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ тяжелое ядро деформировано даже в начальной ДЯС, учет деформации ядер приводит к большим B_{fus}^* по сравнению со значениями, вычисленными со сферическими ядрами (табл. 5). Эффекты деформации приводят к уменьшению B_{fus}^* в других реакциях. Обсуждение влияния деформации и ориентации ядер ДЯС на величину B_{fus}^* можно найти в [92]. В реакциях, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер, только парциальные волны с очень малыми J до $J_{\text{max}} = 10-15$ дают вклад в сечение образования испарительных остатков из-за неустойчивости этих ядер относительно деления при больших J . Эффект переходного времени в этих реакциях не играет заметной роли.

Используя результаты, представленные в табл. 5, можно объяснить меньшие выходы ядер с $Z = 112$ по сравнению с выходами ядер с $Z = 110$ [144]. Как видно из табл. 5, вероятность получения сверхтяжелого ядра с $Z = 116$ в реакции $^{82}\text{Se} + ^{208}\text{Pb}$ очень мала. Использование этой комбинации ядер для синтеза тяжелого составного ядра с малой энергией возбуждения является проблематичным. Несмотря на большую величину P_{CN} в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ по сравнению с другими реакциями, приведенными в табл. 5, составное ядро оказывается более возбужденным из-за Q -реакции. Анализ вероятности выживания W_{sur} составного ядра чрезвычайно важен для оценки выхода элемента с $Z = 114$ в этой реакции.

Для $1n$ -канала реакции $^{62}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ энергия возбуждения составного ядра составляет приблизительно 13 МэВ и $P_{\text{CN}} = 7 \cdot 10^{-6}$. Экстраполируя систематику для Γ_n/Γ_f в [26, 145] на ядро $^{270}110$, мы оценили $W_{\text{sur}} \approx 3 \cdot 10^{-4}$. С помощью $\sigma_c = 4$ мб, оцененного по оптической модели [70], P_{CN} и W_{sur} получаем $\sigma_{\text{ER}} = 8,4$ пб, что находится в хорошем согласии с экспериментом [29, 32].

Обсуждение точности представленной модели ДЯС необходимо для оценки ее применимости к реакциям, приводящим к образованию сверхтяжелых элементов с очень малыми сечениями. Как и любая модель, модель ДЯС опирается на определенные предположения. Однако с этими предположениями и одним набором параметров она в состоянии описать экспериментальные данные для различных реакций. Модель хорошо описывает реакцию $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, для которой применимы существовавшие ранее модели слияния. В отличие от других моделей слияния модель ДЯС также хорошо описывает экспериментальные данные в случае реакций с очень малыми сечениями слияния [9, 10]. Хорошее описание P_{CN} в модели ДЯС можно рассматривать в качестве доказательства правильности концепции ДЯС в интерпретации механизма слияния.

1.4. Сечение образования испарительного остатка. Сечение образования испарительного остатка в рамках модели ДЯС можно представить в виде произведения $\sigma_c P_{\text{CN}} W_{\text{sur}}$ [9, 10, 85, 88, 89]. Составные ядра, образующиеся в реакциях с тяжелыми ионами, обычно заселены до значений J порядка 10–50 в зависимости от величины E_{cm} , при этом вероятности больших значений углового момента пренебрежимо малы [146]. Диапазон возможных значений J соответствует столкновениям, близким к центральным, и $J_{\text{max}} < J_{\text{crit}}$, где J_{crit} — критическое значение углового момента, при котором еще возможен захват. Кроме того, число парциальных волн, дающих вклад в сечение, ограничено величиной выживаемости $W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J)$ полученного составного ядра относительно деления, которую в случае эмиссии одного нейтрона можно аппроксимировать выражением $W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J = 0) \exp[-J(J+1)/(J_{\text{max}}(J_{\text{max}}+1))]$. Параметр J_{max} характеризует уменьшение барьера деления с ростом углового момента, что, в свою очередь, ведет к резкому уменьшению выживаемости W_{sur} . Величина J_{max} для актинидов и трансактинидов обычно составляет 10–15 [27, 90]. Для небольших значений углового момента $P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J)$ и $T(E_{\text{cm}}, J)$ не сильно отличаются от $P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}) = P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J = 0)$ и $T(E_{\text{cm}}) = T(E_{\text{cm}}, J = 0)$. В работе [27] было показано, что

$$\sum_J \sigma_c(E_{\text{cm}}, J) W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J) \approx \sigma_c(E_{\text{cm}}) W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}), \quad (54)$$

где $W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}) = W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J = 0)$ — выживаемость, рассчитанная при нулевом угловом моменте, и $\sigma_c(E_{\text{cm}}) = (\pi \hbar^2 / 2\mu E_{\text{cm}}) (J_{\text{max}} + 1)^2 T(E_{\text{cm}})$ — эффективное сечение захвата [88]. На основе (54) можно получить следующее приближенное выражение для сечения образования испарительного остатка тяжелых ядер [88]:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ER}}(E_{\text{cm}}) &\approx P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}) \sum_J \sigma_c(E_{\text{cm}}, J) W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J) \approx \\ &\approx \sigma_c(E_{\text{cm}}) P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}) W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}). \end{aligned} \quad (55)$$

При испарении в определенной последовательности s из x частиц вероятность выживания ядра по отношению к делению приближенно описывается выражением [9, 59, 117]

$$W_{\text{sur}}^s(E_{\text{CN}}^*, J) \approx P_s(E_{\text{CN}}^*, J) \prod_{i_s=1}^x \frac{\Gamma_i(E_{i_s}^*, J_{i_s})}{\Gamma_t(E_{i_s}^*, J_{i_s})}, \quad (56)$$

где i_s — индекс испарительного шага; P_s — вероятность реализации канала s при начальной энергии возбуждения E_{CN}^* ; $E_{i_s}^*$ и J_{i_s} — средние значения энергии возбуждения и углового момента на шаге i_s . Полная ширина $\Gamma_t = \sum_i \Gamma_i + \Gamma_\gamma + \Gamma_f$ распада составного ядра определяется как сумма ширин разных каналов: испарения частиц (Γ_i), γ -эмиссии (Γ_γ) и деления (Γ_f). На первом шаге $i_s = 1_s$, $E_{1_s}^* = E_{\text{CN}}^*$ и $J_{1_s} = J$. Из формулы (55) следует, что при малых угловых моментах зависимость сечения σ_{ER} от J можно приближенно учесть в эффективном сечении захвата σ_c . Таким образом, расчет выживаемости можно проводить только для случая $J = 0$.

Во многих рассматриваемых нами реакциях, ведущих к образованию актинидов и трансактинидов, вкладом эмиссии заряженных частиц и γ -эмиссии можно пренебречь. В этом случае $\Gamma_t \approx \Gamma_n + \Gamma_f$ и выражение (56) можно записать в виде [9, 59, 117]

$$\begin{aligned} W_{\text{sur}}(E_{\text{CN}}^*) &\approx P_{xn}(E_{\text{CN}}^*) \prod_{i=1}^x \frac{\Gamma_n(E_i^*)}{\Gamma_n(E_i^*) + \Gamma_f(E_i^*)} \approx \\ &\approx P_{xn}(E_{\text{CN}}^*) \prod_{i=1}^x \frac{\Gamma_n(E_i^*)}{\Gamma_f(E_i^*)}, \end{aligned} \quad (57)$$

где P_{xn} — вероятность реализации xn -канала при данной E_{CN}^* .

В реакциях холодного слияния, когда испарительный остаток образуется в результате эмиссии всего одного нейтрона, формула (57) принимает простой вид:

$$W_{\text{sur}}(E_{\text{CN}}^*) \approx P_{1n}(E_{\text{CN}}^*) \frac{\Gamma_n(E_{\text{CN}}^*)}{\Gamma_f(E_{\text{CN}}^*)}. \quad (58)$$

В случае эмиссии x нейтронов вероятность реализации такой последовательности может быть записана в следующем виде [145]:

$$P_s = P_{xn} = P(x) - P(x+1), \quad (59)$$

где функция

$$P(x) = 1 - \exp\left[-\frac{\Delta_x}{\bar{T}}\right] \left(1 + \sum_{i=1}^{2x-3} \frac{(\Delta_x/\bar{T})^i}{i!}\right) \quad (60)$$

задает вероятность того, что по меньшей мере x нейтронов испаряются при заданной энергии E_{CN}^* . Здесь $\Delta_x = E_{CN}^* - \sum_{k=1}^x B_k$, B_k — энергия отделения k -го нейтрона, $\bar{T} = \sqrt{E_{CN}^*/1,5a_{CN}}$ — усредненная ядерная температура, которая приближенно считается постоянной во время всего испарительного процесса, a_{CN} — параметр плотности уровней родительского составного ядра. Выражение для $P(x)$ получено при следующих предположениях: форма нейтронного спектра задается функцией $\epsilon \exp[-\epsilon/kT]$, где ϵ — кинетическая энергия нейтрона; нейтрон обязательно вылетает из ядра, если это разрешено законом сохранения энергии. Величина \bar{T} в формуле (60), главным образом, определяет ширину функций возбуждения и практически не влияет на значения в их максимумах. Положение максимума функции возбуждения также слабо зависит от \bar{T} . Если величина барьера деления B_f испарительного остатка, полученного после эмиссии x нейтронов, меньше, чем энергия отделения нейтрона для данного ядра, необходимо заменить величину B_{x+1} на B_f в выражении для Δ_{x+1} [145]. При расчете P_s для канала, в котором осуществляется испарение заряженной частицы k (например, α или протона), необходимо расширить действие выражения для P_s , приняв во внимание кулоновский барьер U_C при вычислении величины B_k .

В случае $1n$ испарительного канала лучше использовать следующую параметризацию [59, 117]:

$$P_{1n}(E_{CN}^*) = \exp \left[-\frac{(E_{CN}^* - B_n - 2T)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (61)$$

где $T = \sqrt{E_{CN}^*/a_{CN}}$ — температура составного ядра и $\sigma = 2,5$ МэВ. Отметим, что непосредственное использование формулы (60) для описания $1n$ испарительного канала приводит к значениям P_{1n} , меньшим примерно в 1,3 раза.

Ширина распада по каналу i ядра с энергией возбуждения E^* (на первом испарительном шаге $E^* = E_{CN}^*$) определяется вероятностью R_i этого процесса [56, 57, 59–62]:

$$\Gamma_i = \frac{R_i}{2\pi\rho(E^*, J)}. \quad (62)$$

Вероятность испарения частицы j (нейтрона, протона или α -частицы) со спином s

$$R_j(E^*, J) = \sum_{J_d} \int_0^{E^* - B_j} d\epsilon \rho_d(E^* - B_j - \epsilon, J_d) \sum_{S=|J_d-s|}^{J_d+s} \sum_{l=|J-S|}^{J+S} T_{jl}(\epsilon) \quad (63)$$

можно рассчитать, зная B_j — энергию отделения частицы j , плотность уровней дочернего ядра $\rho_d(E^* - B_j - \epsilon, J_d)$ и $T_{jl}(\epsilon)$ — коэффициент проницаемости барьера. Значения $T_{jl}(\epsilon)$ вычисляются в рамках оптической модели [57].

Вероятность деления вычисляется в приближении одногорбого потенциального барьера с высотой $B_f(E^*)$ и кривизной $\hbar\omega$:

$$R_f(E^*, J) = \int_0^{E^* - B_f(E^*)} \frac{\rho_f(E^* - B_f(E^*) - \epsilon) d\epsilon}{1 + \exp[2\pi(\epsilon + B_f(E^*) - E^*)/(\hbar\omega)]}, \quad (64)$$

где $\rho_f(E^* - B_f(E^*) - \epsilon)$ — плотность уровней в седловой точке. Для всех рассматриваемых в данной работе ядер мы брали $\hbar\omega = 2,2$ МэВ. Вариация этой величины практически не оказывает влияния на получаемые величины выживаемостей, поскольку абсолютное большинство описываемых нами реакций происходит при энергиях выше барьера деления. Таким образом, чтобы рассчитать W_{sur} , мы должны задать метод вычисления плотности уровней и определить барьеры деления, а также кулоновские барьеры для описания эмиссии заряженных частиц.

1.4.1. Расчет плотности уровней в модели ферми-газа. Наиболее просто плотность уровней можно рассчитать в рамках модели ферми-газа [60, 61]:

$$\rho(E^*, J) = \frac{2J + 1}{24\sqrt{2}\sigma^3 a^{1/4} (E^* - \delta)^{5/4}} \exp \left\{ 2\sqrt{a(E^* - \delta)} - \frac{(J + 1/2)^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (65)$$

где $\sigma^2 = 6\overline{m^2} \sqrt{a(E^* - \delta)}/\pi^2$. Существуют несколько параметризаций парной поправки δ , например, $\delta = 2,4, 1,2$ и 0 МэВ или $\delta = 12/\sqrt{A}$, 0 и $-12/\sqrt{A}$ МэВ для четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер соответственно [60]. Средний квадрат проекции углового момента при энергии Ферми можно оценить по формуле $\overline{m^2} \approx 0,24A^{2/3}$. Параметр плотности уровней a пропорционален плотности одночастичных состояний около поверхности Ферми. Величины параметра плотности уровней в области тяжелых ядер, извлеченные из экспериментальных плотностей нейтронных резонансов, находятся в области $a = A/8 - A/12$ МэВ⁻¹, при этом значение a может достаточно резко уменьшаться вблизи магических чисел [60]. При $E^* < U_x = 2,2$ МэВ используется другое выражение для плотности уровней, которое соответствует модели с постоянной температурой [60].

На рис. 23 представлен пример зависимости значения максимума функции возбуждения от параметра плотности уровней в различных испарительных каналах реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$. Как видно из рисунка, при изменении параметра a от $A/8$ до $A/12$ абсолютные значения σ_{ER} увеличиваются достаточно сильно, в пределах порядка, тогда как отношения σ_{ER} различных каналов изменяются всего лишь в 2–3 раза. Таким образом, мы можем сделать вывод, что выбор параметра плотности уровней является достаточно важным для описания абсолютной величины сечений, но менее критичным для исследования конкуренции относительных выходов испарительных остатков.

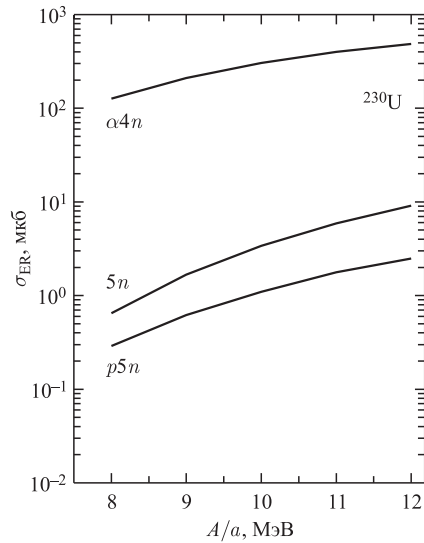


Рис. 23. Зависимость сечений образования испарительных остатков в максимумах каналов $5n$, $p5n$ и $\alpha 4n$ от параметра плотности уровней a в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$

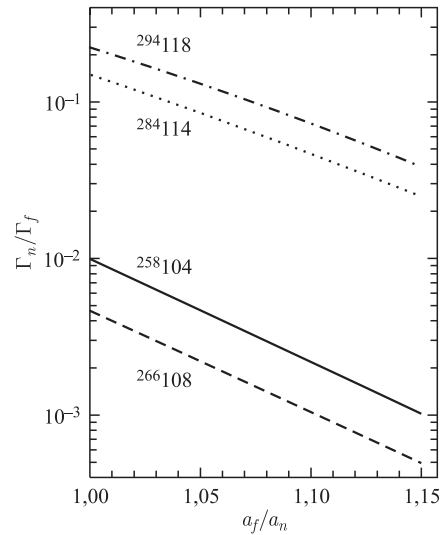


Рис. 24. Зависимость отношения Γ_n/Γ_f , вычисленного по модели ферми-газа (65), от отношения a_f/a_n для ядер $^{258}104$, $^{266}108$, $^{284}114$ и $^{294}118$, полученных в реакциях холодного слияния с мишенью ^{208}Pb

Из-за изменения одночастичного спектра с деформацией ядра основное состояние характеризуется более низкой плотностью уровней, чем состояние ядра в седловой точке [145]. Для описания этого эффекта в модели ферми-газа вводится отношение параметров плотностей уровней на барьере и в основном состоянии $a_f/a_n \geq 1$. На рис. 24 представлена зависимость величины Γ_n/Γ_f от отношения a_f/a_n для нескольких сверхтяжелых изотопов, полученных в реакциях холодного слияния. Из рисунка видно, что эта зависимость падает практически линейно, так, при изменении величины a_f/a_n от 1,1 до 1,05 Γ_n/Γ_f увеличивается в два раза.

Величина барьера деления $B_f = B_f^{\text{LD}} + B_f^{\text{M}}$ определяется как сумма жидкокапельной B_f^{LD} и микроскопической B_f^{M} частей. Расчет жидкокапельного барьера описан в работе [147]. Величина $B_f^{\text{M}} = \delta W_{\text{sd}}^A - \delta W_{\text{gr}}^A$ связана с оболочечной поправкой δW_{gr}^A ядра с массовым числом A в основном состоянии и оболочечной поправкой δW_{sd}^A в седловой точке. Обычно предполагают, что $\delta W_{\text{sd}}^A \approx 0$ [148]. Таким образом, $B_f^{\text{M}} = B_f^{\text{M}}(E^* = 0) = |\delta W_{\text{gr}}^A(E^* = 0)|$. В любом случае, результаты расчетов слабо меняются при учете величины δW_{sd}^A . Так, например, при изменении ее значения от -1 до $+1$ МэВ рассчитанные нами сечения образования нейтронодефицитных актинидов меняются примерно на 30 % [149, 150].

Одним из возможных путей [12, 150] учета затухания оболочечных эффектов с энергией возбуждения является введение зависимости от энергии в микроскопическую часть барьера деления:

$$B_f(E^*) = B_f^{\text{LD}} + B_f^{\text{M}}(E^* = 0) \exp \left[-\frac{E^*}{E_D} \right], \quad (66)$$

где E_D — эффективный фактор затухания оболочечных эффектов. В работе [27] была предложена зависимость этого фактора от массового числа A в виде

$$E_D = 0,4A^{4/3}/a. \quad (67)$$

Сечения образования нескольких сверхтяжелых ядер в реакциях холодного слияния [90], рассчитанные на основе модели ферми-газа и с учетом оболочечных эффектов в виде (66) и (67), оказались близкими к экспериментальным значениям.

Другим способом учета затухания оболочечных эффектов является включение зависимости от энергии возбуждения E^* в параметр плотности уровней при постоянном $B_f = B_f^{\text{LD}} + B_f^{\text{M}}(E^* = 0)$. Для этого можно использовать параметр плотности уровней

$$a(A, E^* - E_c) = \tilde{a}(A) \left\{ 1 + \frac{1 - \exp [-(E^* - E_c)/E'_D]}{E^* - E_c} \delta W \right\}, \quad (68)$$

зависящий от оболочечной поправки δW и энергии возбуждения E^* [60, 61]. Поскольку оболочечные эффекты наиболее велики в основном состоянии, они главным образом влияют на параметр плотности уровней для нейтронного канала. Функция $f(E^* - E_c) = 1 - \exp [-(E^* - E_c)/E'_D]$, которая описывает зависимость a от энергии, была получена в результате аппроксимации численных микроскопических расчетов в рамках оболочечной модели. В работах [59–62, 70] предполагается, что эта энергетическая зависимость является универсальной для всех ядер с постоянным параметром затухания E'_D . Значения $E'_D = 18,5$ МэВ и $16,5$ МэВ были выбраны в [60] и [59] соответственно. В работах [27, 151] параметр E'_D зависит от A :

$$E'_D = \alpha_0 A^{4/3}/\tilde{a}, \quad (69)$$

где обычно выбирается $\alpha_0 = 0,4$. При расчетах на основе (68) можно не учитывать затухание оболочечных эффектов в барьере деления с увеличением энергии возбуждения и положить $B_f = B_f(E^* = 0)$ или $E_D^{-1} = 0$. Таким образом, здесь энергетическая зависимость оболочечной поправки δW включена в параметр плотности уровней. Существует несколько различных оценок асимптотического параметра плотности уровней $\tilde{a}(A)$ [60].

1.4.2. *Связь между различными методами учета зависимости оболочечных эффектов от энергии возбуждения.* Ширины делительного и нейтронного каналов определяются соответствующими плотностями уровней. Для оценки мы заменим в (63) и (64) эти плотности их значениями при энергиях, соответствующих делению и эмиссии нейтрона с $\epsilon = 0$, и рассмотрим предел больших энергий возбуждения. Тогда, используя выражения (62)–(64) и (68), мы получим с точностью до предэкспоненциального множителя:

$$\begin{aligned} \ln(\Gamma_f) &\sim \sqrt{\frac{\tilde{a}}{E^* + \delta W_{\text{gr}}^A (1 - \exp(-U_{\text{gr}}/E'_D))}} \times \\ &\times \left[- \left(B_f + \delta W_{\text{gr}}^A \left(1 - \exp\left(-\frac{U_{\text{gr}}}{E'_D}\right) \right) \right) - \delta W_{\text{sd}}^A \left(1 - \exp\left(-\frac{B_f}{E'_D}\right) \right) \right] \approx \\ &\approx -\sqrt{\frac{\tilde{a}}{E^*}} B_f \exp\left(-\frac{U_{\text{gr}}}{E'_D}\right) \quad (70) \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} \ln\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right) &\sim 2\sqrt{a(A-1, U_n)U_n} - 2\sqrt{a(A, U_f)U_f} \approx \\ &\approx \sqrt{\frac{\tilde{a}}{E^*}} \left[-B_n + B_f - \delta W_{\text{sd}}^A \left(1 - \exp\left(-\frac{U_f}{E'_D}\right) \right) + \right. \\ &\left. + \delta W_{\text{gr}}^{A-1} \left(1 - \exp\left(-\frac{U_n}{E'_D}\right) \right) \right] \approx \sqrt{\frac{\tilde{a}}{E^*}} \left[-B_n + B_f \exp\left(-\frac{U_n}{E'_D}\right) \right], \quad (71) \end{aligned}$$

где $U_{\text{gr}} = E^* - E_c$ и $U_{f,n} = E^* - B_{f,n} - E_c$. При переходе к последним выражениям в формулах (70) и (71) мы воспользовались приближениями $\delta W_{\text{gr}}^{A-1} \approx \delta W_{\text{gr}}^A$, $\delta W_{\text{sd}}^A \approx 0$ и $B_f \approx B_f^M(E^* = 0) = |\delta W_{\text{gr}}^A(E^* = 0)|$.

Используя (65) и (66), получим выражение

$$\begin{aligned} \ln\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)_F &\sim 2\sqrt{a_n(E^* - B_n)} - 2\sqrt{a_f(E^* - B_f(E^*))} \approx \\ &\approx 2\sqrt{a_n E^*} - 2\sqrt{a_f E^*} - \sqrt{\frac{a_n}{E^*}} B_n + \sqrt{\frac{a_f}{E^*}} B_f \exp\left(-\frac{E^*}{E'_D}\right), \quad (72) \end{aligned}$$

аналогичное (71). Используя $\ln(\Gamma_n/\Gamma_f)_F = \ln(\Gamma_n/\Gamma_f)$, получаем соотношение между E_D и E'_D , параметрами затухания в формулах для барьера деления и плотности уровней соответственно:

$$\begin{aligned} E_D \approx -E^* \ln^{-1} \left[\frac{2E^*}{B_f} \left(1 - \sqrt{\frac{a_n}{a_f}} \right) + \sqrt{\frac{a_n}{a_f}} \frac{B_n}{B_f} + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{\tilde{a}}{a_f}} \left(\exp\left(-\frac{U_n}{E'_D}\right) - \frac{B_n}{B_f} \right) \right]. \quad (73) \end{aligned}$$

Например, если $a_n = A/10$, $a_f = 1,1a_n$, $E'_D = 18,5$ МэВ и $\tilde{a}(A) = 0,114A + 0,162A^{2/3}$, мы получим $E_D \approx 2E'_D$ для ядра $^{284}114$ в случае $(1-2)n$ испарительного канала. Если $E_D = \alpha_0 A^{4/3}/a_n$, $E'_D = \alpha_0 A^{4/3}/\tilde{a}$, то при фиксированном отношении a_f/a_n можно получить из (73) соотношение между \tilde{a} и a_n . Если $a_f = a_n = \tilde{a}$ в формуле (73), то

$$E_D = E'_D \frac{E^*}{E^* - B_n - E_c}. \quad (74)$$

Для энергии возбуждения $E^* \approx 2(B_n + E_c)$, соответствующей $(1-2)n$ испарительному каналу, из этой формулы мы получим $E_D \approx 2E'_D$. Таким образом, мы показали эквивалентность двух методов учета затухания оболочечных эффектов. В случае небольших энергий возбуждения коэффициенты затухания в этих методах отличаются приблизительно в два раза.

1.4.3. Вычисление кулоновского барьера в случае эмиссии заряженных частиц. Для вычисления кулоновского барьера в случае эмиссии заряженной частицы мы использовали выражение

$$U_C = \frac{Z_{CN-j} Z_j e^2}{r_j (A_{CN-j}^{1/3} + A_j^{1/3})}, \quad (75)$$

где Z_{CN-j} и A_{CN-j} — зарядовое и массовое числа дочернего ядра после испарения частицы j (^{A_j}N или ^{A_j}He) с зарядовым Z_j и массовым A_j числами, параметр r_j — константа. Существуют разные теоретические оценки величины r_j [152, 153]. В случае α -эмиссии она может варьироваться от 1,3 до 1,78 фм. Определив потенциальную энергию α -частичной ДЯС [92, 110] на кулоновском барьере и приравняв ее к U_C , из (75) можно извлечь значение r_α . Например, в области нейтронодефицитных актинидов мы, применив этот метод, получили оценку величины $r_\alpha \approx 1,45$ фм, что близко к значению, предложенному в работе [154]. В работе [153] величина соответствующего параметра для эмиссии протона составляла $r_p = 1,7$ фм.

2. АДИАБАТИЧЕСКОЕ И ДИАБАТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ДИНАМИКИ ДЯС

2.1. Проблемы адиабатического описания полного слияния тяжелых ядер. Модели, которые рассматривают формирование составного ядра и позволяют нам оценивать вероятности полного слияния P_{CN} , различаются выбором соответствующих коллективных переменных, по которым преимущественно происходит полное слияние. В МДМ [79], основанной на адиабатическом подходе (коллективное движение следует минимуму потенциала, а нуклоны занимают нижайшие состояния при любых значениях коллективных координат) к полному слиянию, относительное расстояние R между центрами

ядер (или удлинение системы) и шейка играют существенную роль. После захвата шейка между ядрами растет очень быстро, формируется сильно деформированная система (моноядро) и реализуется адиабатический режим. Для движения моноядра к составному ядру необходим достаточно большой избыток энергии столкновения («extra-extra push») над кулоновским барьером. Недостатки классической формулировки МДМ были нами уже отмечены. Попытки улучшить МДМ за счет включения тепловых флуктуаций и конкуренции между полным слиянием и квазиделением предприняты в [81, 82] при решении многомерного уравнения Ланжевена или уравнения Фоккера–Планка. Однако согласие с экспериментальными данными не было достигнуто для всех рассмотренных реакций. Более того, замораживание параметра шейки в некоторых работах [81, 82] не соответствует последовательному адиабатическому подходу. Эффекты ядерной структуры, которые важны при энергиях столкновения вблизи кулоновского барьера, не учитывались в [81, 82]. Проверим, поможет ли учет оболочечных эффектов улучшить описание существующих экспериментальных данных на основе МДМ. Отметим, что модель ДЯС является альтернативной моделью, в которой полное слияние происходит по координате массовой асимметрии.

Рассмотрим полное слияние в различных симметричных и почти симметричных реакциях по адиабатическому сценарию МДМ: 1) шейка быстро растет после контакта ядер, и объединенная система попадает в долину деления; 2) составное ядро формируется из-за диффузионного процесса к меньшему удлинению (или относительному расстоянию R) в этой долине. Сравнение наших результатов с экспериментальными данными позволит сделать выводы о реалистичности адиабатического описания полного слияния, а также о существовании запретов на рост шейки и движение к меньшим R .

2.1.1. Коллективные координаты. Поскольку в процессе полного слияния мы имеем дело с двухцентровой системой, то двухцентровая оболочечная модель (TCSM) [83, 84] хорошо подходит для вычисления адиабатической или адиабатической поверхности потенциальной энергии. В TCSM форма ядерной системы определена следующим набором коллективных координат. Удлинение $\lambda = l/(2R_0)$ задает длину системы l в единицах диаметра $2R_0$ сферического составного ядра. Эта переменная используется для описания относительного движения. Переход нуклонов через шейку описывается массовой асимметрией η . Параметр шейки $\varepsilon = E_0/E'$ определен отношением высоты фактического барьера E_0 к барьеру E' в двухцентровом осциляторе. Деформации $\beta_i = a_i/b_i$ аксиально-симметричных фрагментов определены отношением их полуосей. Шейка растет с уменьшением ε . Хорошо выраженная шейка отсутствует при $\lambda < 1,9$ и $\varepsilon < 0,2$. В то время как удлинение системы используется в качестве коллективной переменной во всех известных моделях, степень свободы, связанная с шейкой, важна в адиабатическом описании процесса слияния-деления.

2.1.2. *Потенциальная энергия в адиабатическом рассмотрении.* В TCSM потенциальная энергия определяется суммой двух слагаемых:

$$U(\lambda, \varepsilon, \eta) = U_{\text{LDM}}(\lambda, \varepsilon, \eta) + \delta U_{\text{sh}}(\lambda, \varepsilon, \eta). \quad (76)$$

Первое слагаемое является плавно меняющейся макроскопической энергией, вычисляемой по модели жидкой капли. Второе слагаемое содержит микроскопические поправки, возникающие из-за оболочечной структуры ядерной системы. Поскольку нас интересуют системы с энергиями возбуждения 15–30 МэВ, то оболочечные эффекты остаются важными и мы пренебрегаем в канале полного слияния зависимостью δU_{sh} от температуры. В реакциях с более тяжелыми ядрами только небольшие угловые моменты (< 20 – 30) вносят вклад в полное слияние [27, 116, 155], поэтому можно пренебречь зависимостью потенциальной энергии от углового момента [92, 93].

Мы вычислили потенциальные энергии в пространстве (λ, ε) для реакций $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ и $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$. Контурные диаграммы с учетом и без учета оболочечных эффектов показаны на рис. 25 и 26. При малых ε хорошо видны долины деления по λ . Если оболочечные эффекты не сильно изменяют поверхность потенциальной энергии для системы $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$, то в случае $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ имеем противоположную картину. Из-за оболочечных эффектов потенциал в долине становится более крутым при малых ε , что препятствует движению к составному ядру. В результате учета оболочечных эффектов вероятность полного слияния через долину деления меньше, чем в жидкокапельном рассмотрении [156]. Чтобы продемонстрировать роль деформации для системы $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$, мы показали также потенциальную поверхность с $\beta_1 = \beta_2 = 1,2$ на рис. 25. Из-за эффекта деформации все контуры смещены к большим λ .

Дно долины деления можно определить с помощью минимизации потенциальной энергии относительно ε и β_i . В симметричных и почти симметричных системах минимизация по β_i почти не меняет потенциальную поверхность при $\lambda < 1,9$. Минимизация относительно деформации важна для больших λ и форм с хорошо выраженной шейкой, где деформации фрагментов приближаются к их асимптотическим значениям. Для асимметричных систем с $|\eta| > 0,2$ потенциальная энергия в долине оказывается чувствительной к минимизации по β_i . С этой минимизацией ядерная форма становится более гладкой и приближается к форме симметричной системы. Зависимости потенциальной энергии от λ вдоль дна долины деления в пространстве (λ, ε) представлены на рис. 27, 28 и 29 для различных реакций. Для асимметричных систем потенциальные энергии, показанные на рис. 29, получены с учетом минимизации по деформациям.

В рамках формализма Струтинского нельзя правильно вычислить потенциальную энергию для ядерных форм с маленькой шейкой ($\varepsilon > 0,75$) и значений $\lambda = \lambda_t$, соответствующих касательным конфигурациям. Причиной этого

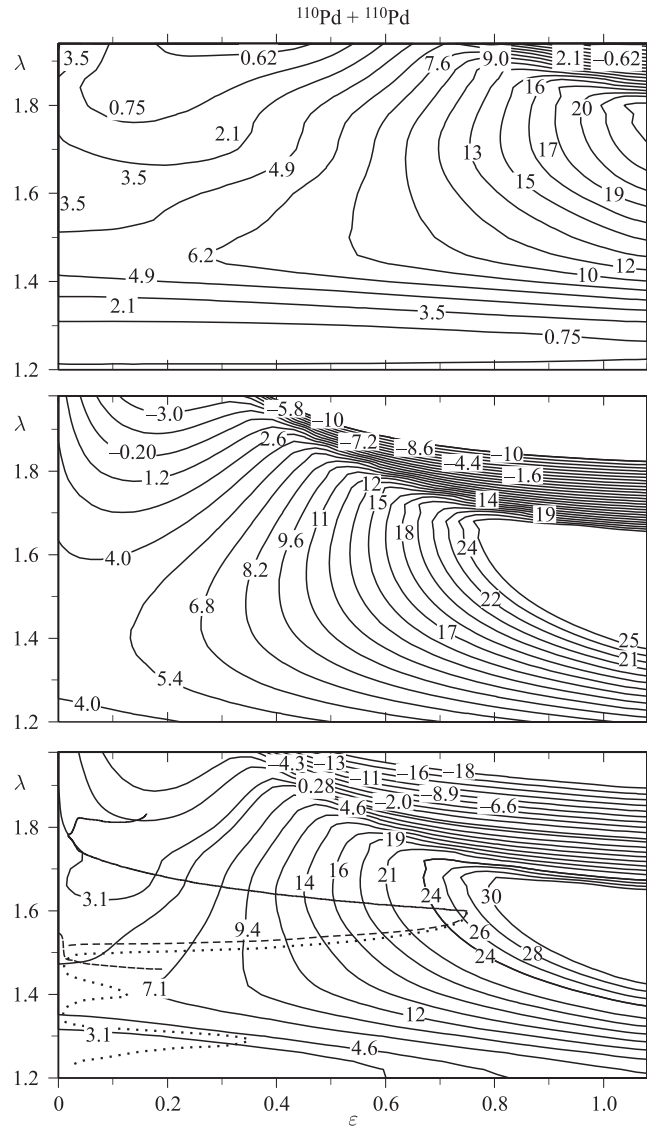


Рис. 25. Контуры поверхности потенциальной энергии (в МэВ) в плоскости (λ, ϵ) для системы $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$, рассчитанные с учетом оболочечных поправок и $\beta_i = 1$ (внизу), без учета оболочечных поправок и $\beta_i = 1$ (в середине) и с учетом оболочечных поправок и $\beta_i = 1,2$ (вверху). Траектории, начинающиеся с касательной конфигурации, и с начальными избытками кинетической энергии 0, 40 и 60 МэВ над кулоновским барьером показаны сплошной, штриховой и пунктирной линиями соответственно

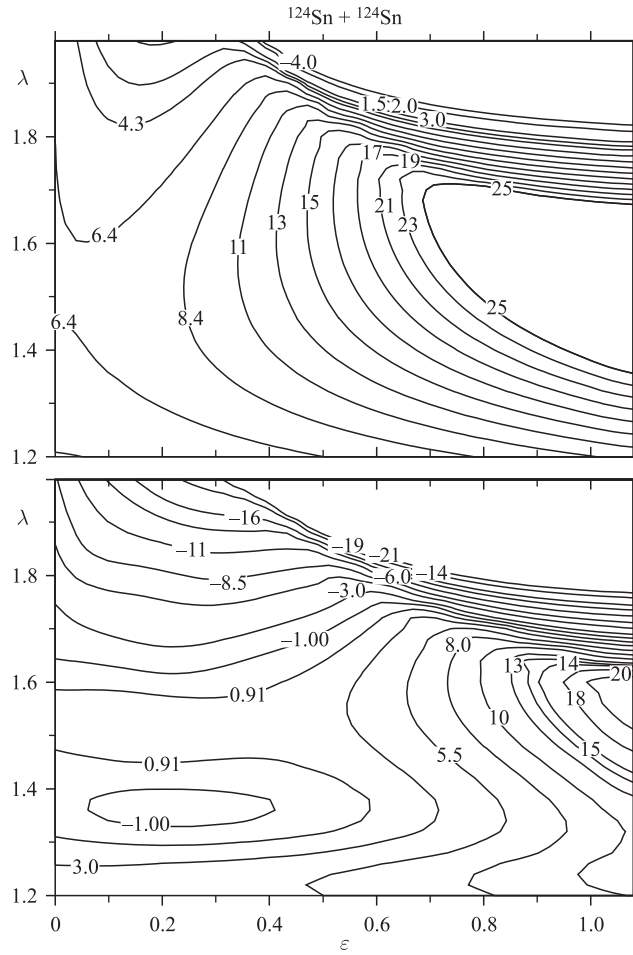


Рис. 26. Контур поверхности потенциальной энергии (в МэВ) в плоскости (λ, ϵ) для системы $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$, рассчитанные с учетом оболочечных поправок и $\beta_i = 1$ (внизу) и без учета оболочечных поправок и $\beta_i = 1$ (вверху)

является жидкокапельная энергия в (76), в которой не учитывается взаимодействие между частями при больших ϵ . Потенциальная энергия в модели ДЯС, где шейка относительно мала и сформирована за счет перекрывания хвостов ядерных плотностей, вычисляется с помощью (8). Чтобы получить ту же самую потенциальную энергию, как и в модели ДЯС, для λ , близких к λ_t в (76), параметр шейки ϵ должен быть взят приблизительно 0,75 для рассматриваемых реакций. С этим значением ϵ радиус шейки приблизительно равен

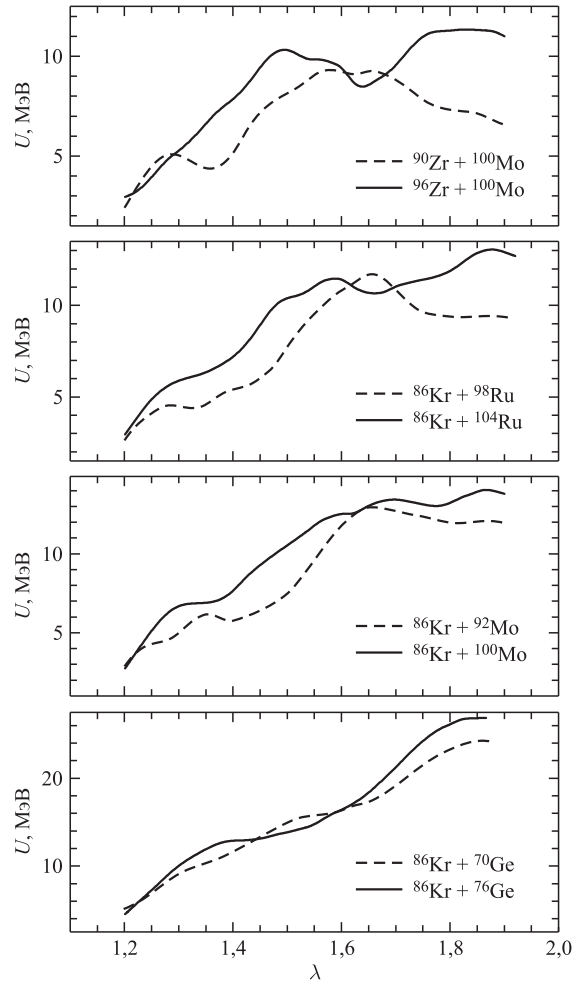


Рис. 27. Потенциальная энергия как функция λ вдоль дна долины деления в пространстве (λ, ϵ) для указанных реакций

радиусу геометрической шейки в модели ДЯС при одинаковых расстояниях между центрами ядер.

2.1.3. *Динамика на потенциальной поверхности.* Поскольку поверхность потенциальной энергии получена при минимизации по коллективным координатам, движение на ней может быть классифицировано как адиабатическое. Сначала мы рассматриваем спуск от конфигурации ДЯС в долину деления по поверхности потенциальной энергии. Если шейка, как предполагается,

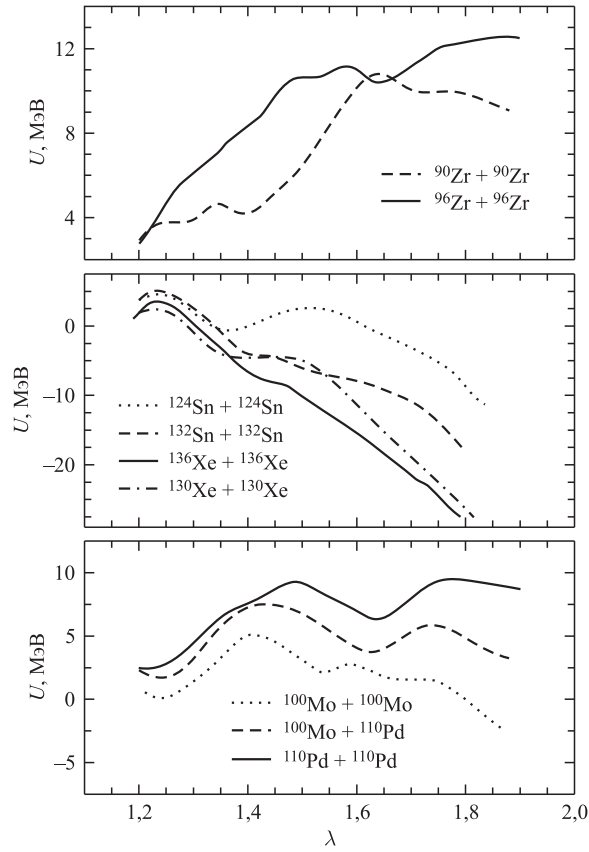


Рис. 28. То же, что и на рис. 27, но для других реакций

является достаточно быстрой коллективной переменной, то система быстро попадает в долину деления на потенциальной поверхности (λ, ε) при $\lambda = \lambda_v$. Тогда полное слияние происходит из-за диффузии к меньшим λ вдоль этой долины. Как и в МДМ, необходимым условием формирования составного ядра является переход через седловую точку при $\lambda = \lambda_{sd}$ (или $R = R_{sd}$) в многомерном пространстве деформаций. Рассматривая диффузию по λ в нашей адиабатической модели, можно определить вероятности полного слияния для энергий ниже порога, определенного в МДМ [79, 157].

Для лобовых столкновений коллективная кинетическая энергия записывается как

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i,j} M_{ij}(q) \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad (77)$$

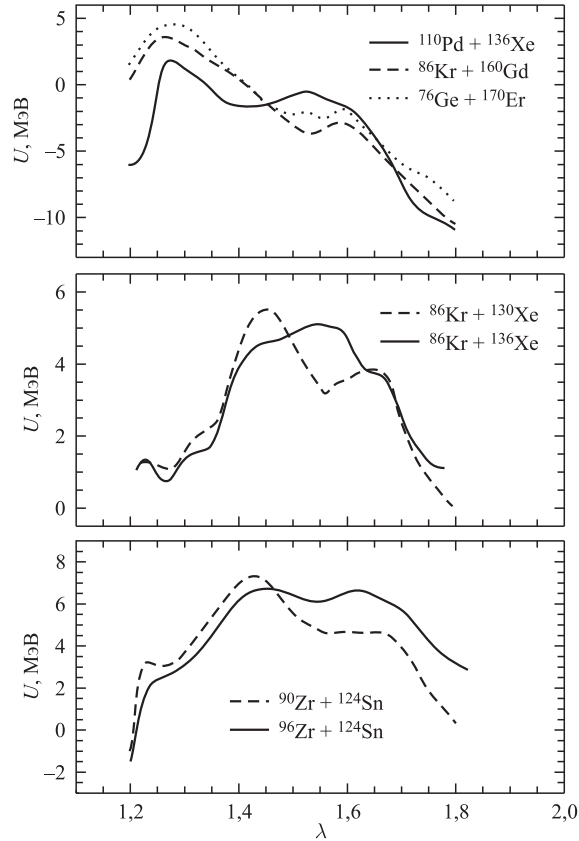


Рис. 29. То же, что и на рис. 27, но для других реакций

где M_{ij} ($i, j = \lambda, \varepsilon$, $q_\lambda = \lambda$ и $q_\varepsilon = \varepsilon$) — массовые параметры, зависящие от ядерной формы. Диссипация вводится с помощью диссипативной функции Рэлея:

$$\Phi = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \gamma_{ij}(q) \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad (78)$$

где для простоты коэффициенты трения γ_{ij} определены выражением (31). Динамика ядерной формы следует из решения системы уравнений движения, получающейся из функции Лагранжа $L = T - U$ и диссипативной функции Φ .

Траектории спуска в долину деления показаны на рис. 25 (нижняя часть) для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. Начальная конфигурация — ДЯС (касательная конфигурация) при $\lambda = 1,59$ и $\varepsilon = 0,75$. Массовые параметры $M_{ij} = M_{ij}^{\text{WW}}$ получены в приближении Вернера–Уилера [157]. Мы нашли, что подобные

результаты могут быть также получены с массовыми параметрами, приведенными в [124]. При $E_{cm} < V_b + E_{xx}$ с массовым параметром M_{ij}^{WW} система достигает долины деления за короткий промежуток времени $(3-4) \cdot 10^{-22}$ с при $\lambda_v \approx 1,68$. Затем она медленно движется с некоторыми осцилляциями по этой долине. Характерное время всего процесса приблизительно $5 \cdot 10^{-21}$ с и сопоставимо с временем спуска от седловой точки к точке разрыва в делении. В случае нулевой кинетической энергии в начальной конфигурации ДЯС зависимости λ и ε от времени представлены на рис. 30 для различных начальных значений λ и ε , при которых система $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ имеет одну и ту же потенциальную энергию 26,5 МэВ. Если начальный избыток кинетической энергии над кулоновским барьером превышает 40 МэВ, то система может достигнуть седловой точки и вероятность полного слияния приближается к единице (см. пунктирную кривую на рис. 25, нижняя часть). Из рис. 25 (нижняя часть) и 30 видно, что система не движется перпендикулярно изолиниям потенциала. Причина этого эффекта — большая недиагональная компонента $M_{\lambda\varepsilon}^{WW}$ массового тензора. Вместе с трением эти недиагональные компоненты, в основном, препятствуют движению к меньшим λ . Для $\lambda > 1,65$ и $\varepsilon > 0,8$ приближение Вернера–Уилера приводит к очень малым значениям $M_{\lambda\lambda}^{WW} M_{\varepsilon\varepsilon}^{WW} - M_{\lambda\varepsilon}^{WW2}$, что вызывает неустойчивость динамических вычислений. Поэтому мы проводим наши двумерные динамические вычисления, стартуя от касательной конфигурации ДЯС.

Предполагая ядра сферическими во входном канале для всех рассматриваемых реакций, мы нашли, что λ принимает в долине деления ($\varepsilon = 0,1-0,2$) значения от 1,6 до 1,75. С деформациями ($\beta_i = 1,2$) ядер во входном ка-

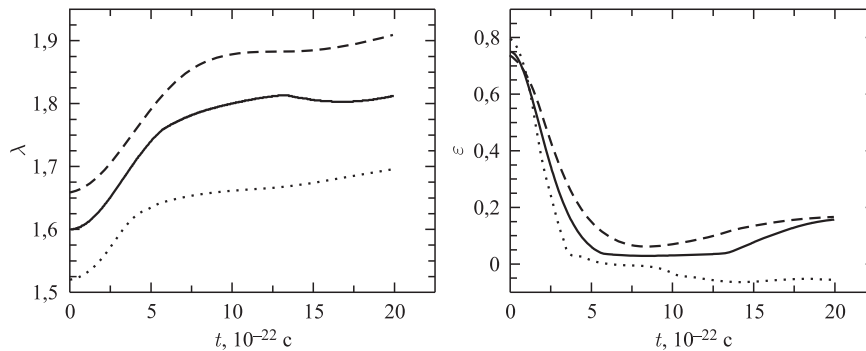


Рис. 30. Зависимость λ и ε от времени для разных начальных значений λ и ε , при которых система $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ имеет одну и ту же потенциальную энергию 26,5 МэВ. Начальная кинетическая энергия равна нулю. Результаты расчетов с $\lambda(0) = 1,6$ и $\varepsilon(0) = 0,75$, $\lambda(0) = 1,66$ и $\varepsilon(0) = 0,74$ и $\lambda(0) = 1,52$ и $\varepsilon(0) = 0,8$ показаны сплошной, штриховой и пунктирной линиями соответственно

нале мы получаем большие значения $\lambda \approx 1,85$. Однако в этом случае высоты барьеров полного слияния в долине деления фактически те же, что и при расчете со сферическими ядрами. Для энергий столкновений выше кулоновского барьера предположение о сферичности ядер оправданно.

2.1.4. Вероятность полного слияния по долине деления. Вычислим вероятность полного слияния через барьер по λ , начиная со значений λ , полученных в динамическом рассмотрении спуска в долину деления. Вероятность полного слияния определяется скоростью потока $\Lambda_{\text{fus}}(t)$ через барьер при $\lambda = \lambda_{\text{sd}}$ (λ_{sd} характеризует длину системы в седловой точке):

$$P_{\text{CN}} = \int_0^{t_0} \Lambda_{\text{fus}}(t) dt. \quad (79)$$

Здесь t_0 — время жизни сильно деформированной системы и

$$\int_0^{t_0} [\Lambda_{\text{fus}}(t) + \Lambda_{\text{qf}}(t)] dt = 1, \quad (80)$$

где $\Lambda_{\text{qf}}(t)$ — скорость распада (квазиделения) по λ . Предполагая экспоненциальный рост $\Lambda_{\text{fus(qf)}}(t)$ за переходное время $\tau_{\text{fus(qf)}}$ (скорость потока $\Lambda_{\text{fus(qf)}}(t)$ достигает асимптотического значения $\Lambda_{\text{fus(qf)}}^{\text{Kr}}$), получаем выражение, почти аналогичное (47):

$$P_{\text{CN}} = \frac{\Lambda_{\text{fus}}^{\text{Kr}}}{\Lambda_{\text{qf}}^{\text{Kr}} + \Lambda_{\text{fus}}^{\text{Kr}}} - \frac{\Lambda_{\text{qf}}^{\text{Kr}} \Lambda_{\text{fus}}^{\text{Kr}}}{\Lambda_{\text{qf}}^{\text{Kr}} + \Lambda_{\text{fus}}^{\text{Kr}}} \frac{\tau_{\text{fus}} - \tau_{\text{qf}}}{1,72}. \quad (81)$$

Для расчетов квазистационарных потоков используем формулу Крамерса (53). Локальная термодинамическая температура $T = \sqrt{E^*/a}$, где $a = A/12 \text{ МэВ}^{-1}$ и E^* — энергия возбуждения системы. В этом выражении ω^{B_i} — частоты перевернутых гармонических осцилляторов, аппроксимирующих потенциал U по переменным λ на вершине барьеров B_i слияния и квазиделения в долине деления. В случае $B_{\text{qf}} = 0$ процесс квазиделения в основном определяется переходным временем τ_{qf} . Аналитическое выражение для $\Lambda_{\text{qf}}^{\text{Kr}}$ при $B_{\text{qf}} = 0$ имеет вид [121]

$$\Lambda_{\text{qf}}^{\text{Kr}} = \frac{1}{\tau_{\text{qf}}} = 2a_0 \ln^{-1} \left[\frac{a_0 B_{\lambda\lambda}}{T(a_0 + \Gamma/\hbar)} \right], \quad (82)$$

где $a_0 = \sqrt{(\Gamma/2\hbar)^2 + \omega^2} - \Gamma/2\hbar$. Рассчитанные с помощью (82) и $\hbar\omega = 0,5 \text{ МэВ}$ (соответствует энергии нулевых колебаний) значения τ_{qf} совпадают с извлеченными из экспериментальных данных характерными временами полного слияния [158].

Поскольку при малых λ массовые параметры Вернера–Уилера сильно отличаются от полученных в микроскопических вычислениях, массовый параметр $M_{\lambda\lambda} \approx M_{RR}(dR/d\lambda)^2$ в долине деления вычислен на основе результатов [159]:

$$M_{RR} = M_{RR}^0 \left[1 + \frac{17}{15} k \exp \left(-\frac{R - 0,75R_0}{d_0} \right) \right], \quad (83)$$

где $M_{RR}^0 = mA_1A_2/A$ (m является массой нуклона), $d_0 = R_0/2,452$, $k = 14,1$ и $R_0 = r_0A^{1/3}$. Коэффициенты трения, полученные с $\Gamma = 2$ МэВ, имеют тот же порядок величины, что и вычисленные в пределе однотельной вязкости [124]. Величина $\hbar\omega^{B_{\text{fus}}} \approx 0,5-1,5$ МэВ для рассматриваемого барьера слияния согласуется со значением, полученным в седловой точке деления [26].

2.1.5. Результаты расчетов. Из поведения потенциальной энергии в долине деления (рис. 27–29) сразу следует вывод, что полное слияние происходит с большей вероятностью в реакциях с более тяжелыми изотопами, за исключением реакций $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe}$, $^{124,132}\text{Sn} + ^{124,132}\text{Sn}$ и $^{130,136}\text{Xe} + ^{130,136}\text{Xe}$. Это противоречит известным экспериментальным данным, указывающим на большую вероятность полного слияния в столкновениях более легких изотопов [160]. Например, экспериментально определенный энергетический порог для полного слияния в реакции $^{96}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$ на 3,5 МэВ больше, чем в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$ [116], но на рис. 29 видно, что рассчитанный барьер слияния вдоль долины деления выше в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$. Рассчитанный барьер слияния в реакции $^{96}\text{Zr} + ^{100}\text{Mo}$ (рис. 27) меньше, чем барьер квазиделения относительно начального положения при $\lambda_v = 1,65$. В то время как в этой реакции мы находим $P_{\text{CN}} > 0,5$, в реакции $^{90}\text{Zr} + ^{100}\text{Mo}$ $P_{\text{CN}} \leq 0,5$ при $\lambda_v = 1,65$. Поэтому вычисленные зависимости вероятности полного слияния через долину деления от изотопического состава сталкивающихся ядер в основном противоречат экспериментальным данным. Изотопическая зависимость барьеров слияния не может быть объяснена и в рамках МДМ [160], поскольку «extra-extra push» энергия увеличивается с уменьшением параметра делимости.

Зависимости P_{CN} от начального значения λ_v представлены на рис. 31 и 32 для симметричных и почти симметричных реакций при энергиях столкновения немного выше соответствующих кулоновских барьеров, вычисленных по модели Басса. Для $\lambda_v \approx 1,6-1,65$ полученные здесь значения P_{CN} для реакций $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ близки к соответствующим значениям в [82], найденным при решении двумерного уравнения Ланжевена по переменным (λ, β_i) при фиксированном $\varepsilon = 0,4$. Величины P_{CN} , извлеченные из экспериментальных сечений образования испарительных остатков, зависят от модели, используемой для вычисления девозбуждения составного ядра. Например, в реакции $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ величина P_{CN} в [9] в три раза меньше, чем в [155]. На рис. 31 и 32 расчетные результаты сравниваются с извест-

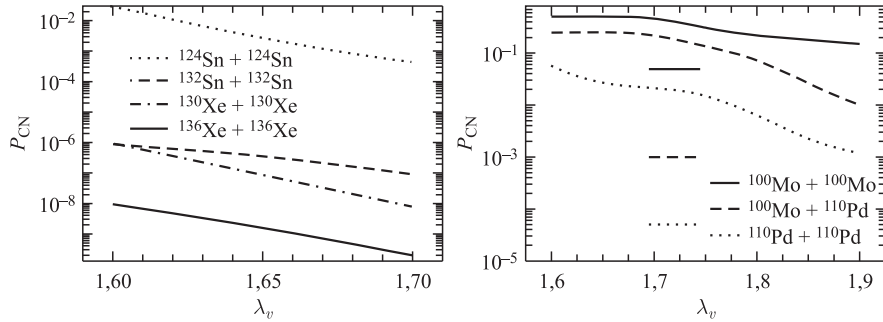


Рис. 31. Зависимость вероятности полного слияния от начального значения λ_v для указанных реакций. Значения P_{CN} , извлеченные из экспериментальных данных, показаны горизонтальными линиями

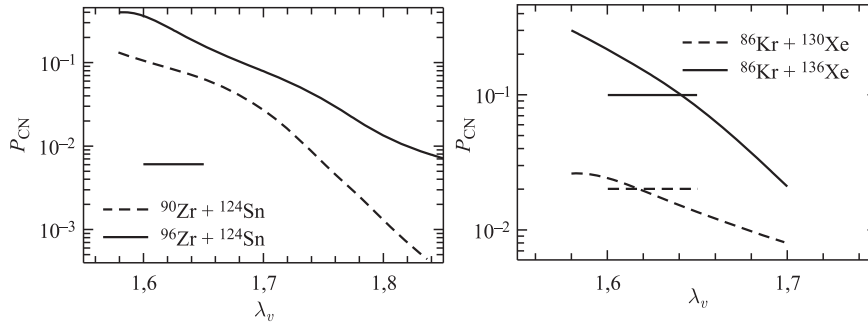


Рис. 32. То же, что и на рис. 31, но для других реакций

ными максимальными значениями P_{CN} . Для $\lambda_v < 1,9$ вероятности полного слияния значительно больше, чем необходимо для объяснения экспериментальных данных. Чтобы улучшить согласие с экспериментальными данными, необходимо взять $\lambda_v \geq 2$, т. е. около точки разрыва, что нереалистично, поскольку в адиабатическом сценарии полного слияния время спуска в долину короче, чем характерное время изменения деформации, и большое удлинение системы маловероятно. Кроме того, экспериментально наблюдаемые отношения между P_{CN} в реакциях $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$, $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ не достигаются даже при больших λ_v . Если диссипация во время спуска в долину деления мала, то λ_v становится меньше и вероятность слияния сильно увеличивается с ростом энергии столкновения (рис. 25). Если трение велико, то в широком диапазоне энергий столкновения система достигает в долине деления того же самого λ_v . Согласно эксперименту [27], вероятность слияния в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ имеет порядок 10^{-4} в широком интервале энергий столкновения. Полученные в адиабатическом рассмотрении P_{CN} слишком велики для удовлетворительного описания экспериментальных данных.

В симметричных реакциях с тяжелыми ядрами, таких как $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$, рассчитанные P_{CN} очень малы (рис. 31), и выход испарительных остатков в этих реакциях ожидается на уровне существующего предела регистрации. На основе модели ДЯС [92,93], в которой вероятности полного слияния меньше, мы пришли к тому же самому заключению для этих реакций.

Для любого λ_v рассчитанная вероятность полного слияния в реакции $^{96}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$ больше, чем в реакции с ^{90}Zr , что противоречит экспериментальным данным, указывающим на меньший запрет для полного слияния в реакции с ^{90}Zr [116]. Рассчитанная P_{CN} для реакции $^{96}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$ (рис. 32) больше, чем вероятность слияния, извлеченная из экспериментальных данных [116].

Значения P_{CN} , полученные для реакций $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe}$ (рис. 32) при $\lambda_v \approx 1,65$, близки к оценкам модели ДЯС [92,93] и экспериментальным данным [161]. Среди всех рассмотренных реакций это единственный пример, в котором адиабатическое описание позволяет получить разумные вероятности полного слияния.

Для реакций $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$ и $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$, которые приводят к одному и тому же составному ядру ^{246}Fm , потенциальные энергии в долинах деления (рис. 29) получены с учетом минимизации относительно ε и β_i . Минимизация по β_i уменьшает барьер полного слияния для таких асимметричных систем. Однако, как и в [162], барьер слияния в долине деления выше в асимметричных системах, чем в симметричных, в то время как экспериментальные вероятности полного слияния уменьшаются с уменьшением массовой асимметрии во входном канале [132]. В эксперименте не удалось получить испарительные остатки фермия в почти симметричных комбинациях налетающего снаряда и ядра-мишени. Рассчитанная P_{CN} слишком велика в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$ даже при больших λ_v . Полученные адиабатические потенциальные поверхности указывают на близкие λ_v во всех этих реакциях. Таким образом, результаты вычислений противоречат экспериментальным тенденциям (рис. 33).

Если значение ε фиксировано по какой-то причине, то поверхность потенциальной энергии в координатах (λ, η) имеет долины около определенных

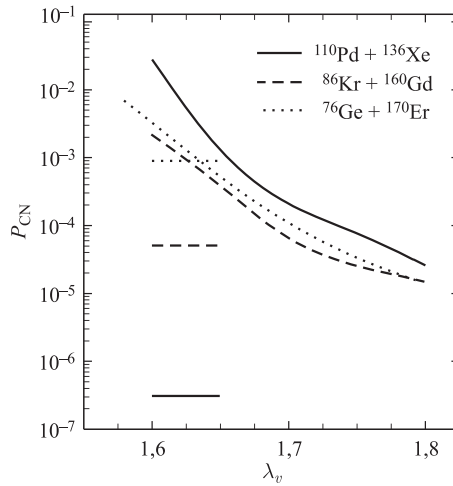


Рис. 33. То же, что и на рис. 31, для реакций, ведущих к образованию составного ядра ^{246}Fm

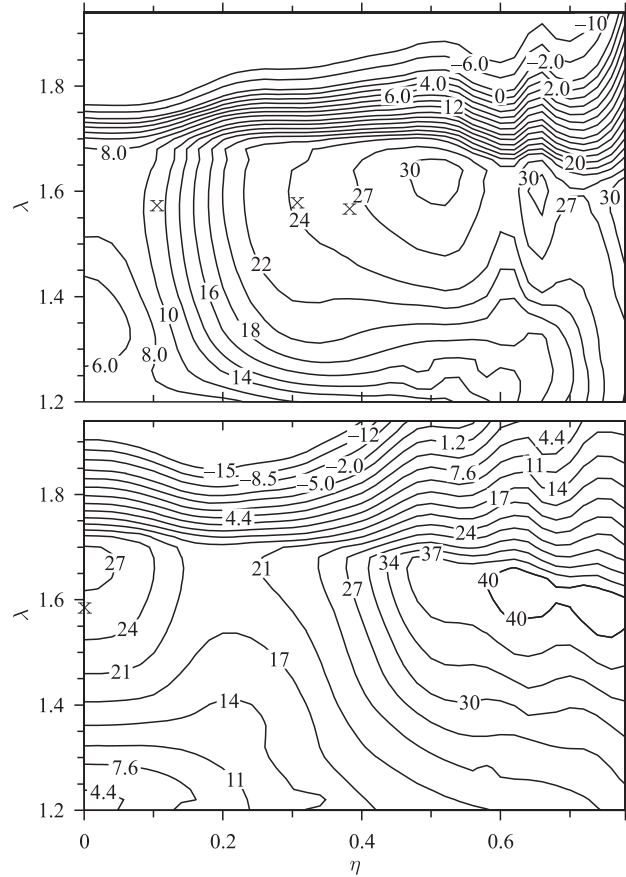


Рис. 34. Контуры потенциальной энергии (в МэВ) в плоскости (λ, η) для систем ^{220}U (внизу) и ^{246}Fm (вверху) при $\varepsilon = 0,75$ с учетом оболочечных эффектов и $\beta_i = 1$. Касательные конфигурации в реакциях $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{220}\text{U}$, $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{246}\text{Fm}$, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{246}\text{Fm}$ и $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er} \rightarrow ^{246}\text{Fm}$ отмечены крестиками

значений η (рис. 34). Однако в обозначенных реакциях отсутствуют барьеры для движения к меньшим λ после касания. Среди реакций, используемых для получения ^{246}Fm , почти симметричная реакция $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$ выглядит предпочтительней для полного слияния, потому что начальная конфигурация находится фактически в долине деления. Однако в эксперименте полное слияние в этой реакции не наблюдалось.

Хотя в пределах адиабатического рассмотрения возможно описать слияние вдоль долины деления в некоторых реакциях, это рассмотрение приводит

к неправильной зависимости вероятности полного слияния от изотопического состава сталкивающихся ядер и массовой асимметрии во входном канале. Для почти симметричных реакций с тяжелыми ядрами полученные вероятности полного слияния значительно завышены по сравнению с величинами, извлеченными из эксперимента. Качественные и количественные противоречия, полученные в адиабатическом сценарии слияния, приводят нас к заключению о существовании запрета на быстрый рост шейки и на движение к меньшим λ .

2.1.6. Возможные факторы, препятствующие реализации адиабатического режима. В случае маленького размера шейки (больших ε и λ) выражение для потенциальной энергии (76) необходимо поправить добавкой ядерного взаимодействия между двумя ядрами:

$$U'(\lambda, \varepsilon, \eta) = U(\lambda, \varepsilon, \eta) + V_N(\lambda, \varepsilon, \eta). \quad (84)$$

Это выражение аналогично приведенному в [163]. Ядерный потенциальный V_N в (84) проще всего учесть в форме потенциала «proximity» [164]

$$V_N(\lambda, \varepsilon, \eta) = 2\varphi\gamma \int_{\rho}^{h_{\max}} \psi \left(\frac{D(h)}{b} \right) 2\pi h dh, \quad (85)$$

где h является поперечным расстоянием, изменяющимся от минимального значения $h_{\min} = \rho$ до максимального h_{\max} , $2\varphi\gamma$ — энергия взаимодействия на единицу поверхности между двумя плоскостями, разделенными расстоянием D , $b = \pi a/\sqrt{3} \approx 1$ фм, a является параметром диффузности. Множитель $\varphi \approx 0,4$ в (85) позволяет избежать двойного учета ядерного взаимодействия, которое моделируется поверхностной энергией в TCSM, и получить правильные значения потенциальной энергии во входном канале.

Поверхность потенциальной энергии как функция λ и ε , вычисленная с (84) и (85), представлена на рис. 35 для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. Дополнительный потенциал V_N почти не меняет потенциальную энергию в долине деления (см. рис. 25). По сравнению с результатами вычислений без V_N на рис. 25, потенциальная поверхность становится более плоской при $\varepsilon > 0,75$, что может уменьшить рост шейки и, соответственно, увеличить время жизни конфигурации ДЯС.

Рассмотрим цилиндрическую шейку, соединяющую сферические части двух ядер [79, 124], на стадии сближения ядер. В случае маленького радиуса шейки ρ потенциальная энергия, связанная с образованием шейки, записывается в следующем виде:

$$U_{\text{neck}}(R, \rho) = -2\pi\gamma[\rho^2 - \rho(l - l_g)] + V_N(R, \rho), \quad (86)$$

где $\gamma = 0,951(1 - 1,7826(N - Z)^2/A^2)$ МэВ · фм², $l = s + \rho^2/(2\bar{R})$ — длина шейки, $\bar{R} = R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$, R_i ($i = 1, 2$) — радиусы полуплотности

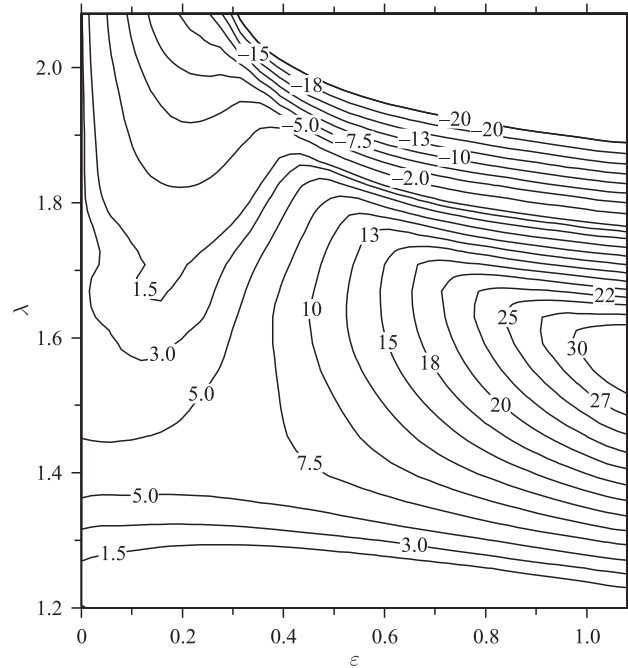


Рис. 35. Контуры потенциальной энергии (в МэВ) в плоскости (λ, ε) для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ с учетом оболочечных эффектов, $\beta_i = 1$ и с корректирующим ядерным взаимодействием во входном канале в соответствии с (84)

ядер и $s = R - R_1 - R_2$. Член, содержащий $l_g = s_{\text{cr}}[1 - \rho/(2\bar{R})]$ в (86), обеспечивает нулевую поверхностную энергию при определенной длине l_g цилиндрической части шейки, соответствующей «критическому» расстоянию $s_{\text{cr}} = -b\Psi(0) \approx 1,7817$ фм между поверхностями ядер.

Используя (85), получаем

$$V_N(R, \rho) \approx \varphi 4\pi\gamma\bar{R}b\Psi\left(\frac{\bar{l}}{b}\right), \quad (87)$$

где $\bar{l} \approx s + (1/2)[\rho^2/(2\bar{R}) + 2R_1]$ — среднее расстояние между ядерными поверхностями в симметричной системе. Формфактор $\Psi(l/b)$ описывает взаимодействие между двумя плоскими поверхностями на расстоянии l [164]. Приближение для Ψ дает

$$\Psi(d) = 0, \quad d > 1,7817, \quad (88)$$

$$\Psi(d) = d - 1,7817, \quad d < 1,7817. \quad (89)$$

Отсюда и из условий $\left. \frac{\partial U(R, \rho)}{\partial \rho} \right|_{\rho_{\text{opt}}} = 0$, $\left. \frac{\partial^2 U(R, \rho)}{\partial \rho^2} \right|_{\rho_{\text{opt}}} > 0$, которые определяют оптимальный радиус шейки ρ_{opt} (соответствует минимуму $U(R, \rho)$ при фиксированном s или R), получаем

$$\rho_{\text{opt}} = \frac{1}{3} \left(\bar{R}(2 - \varphi) - s_{\text{cr}} + \sqrt{(s_{\text{cr}} - \bar{R}(2 - \varphi))^2 + 3\rho_{\text{gm}}^2} \right), \quad (90)$$

где $\rho_{\text{gm}} = \sqrt{2\bar{R}(s_{\text{cr}} - s)}$ — радиус «геометрической шейки», определенной перекрыванием двух поверхностей ядер. Легко видеть, что в выбранных приближениях $\rho_{\text{opt}} < \rho_{\text{gm}}$ на стадии сближения ядер. Например, в реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ $\rho_{\text{opt}} = 2,82$ фм и $\rho_{\text{gm}} = 3,10$ фм при $s = 0$ фм и $\rho_{\text{opt}} = 2,56$ фм и $\rho_{\text{gm}} = 2,60$ фм при $s = 0,5$ фм. Таким образом, в столкновениях тяжелых ионов существует ограничение на рост шейки из-за особенности поверхности потенциальной энергии, и образованная конфигурация ДЯС не может быстро трансформироваться в моноядро.

Ограничение роста шейки может быть понято из анализа одночастичных спектров как функции ε (рис. 36). Для больших ε и форм с хорошо выраженной шейкой одночастичный спектр имеет упорядоченную оболочечную структуру. При исчезновении оболочечной структуры система становится более хаотической. Поскольку система предпочитает находиться в устойчивом состоянии по отношению к хаосу, конфигурация ДЯС с относительно малым размером шейки может существовать долгое время [165].

Пересечения уровней приводят к большой инерции системы, что снова препятствует росту шейки. Используя одночастичный спектр и волновые функции, можно получить массовые параметры с помощью крэнкинг-формулы

$$M_{ij}^{\text{cr}} = \hbar^2 \sum_{\alpha, \beta} \langle \alpha | \frac{\partial}{\partial Q_i} | \beta \rangle \langle \beta | \frac{\partial}{\partial Q_j} | \alpha \rangle \frac{n_\alpha - n_\beta}{e_\beta - e_\alpha}, \quad (91)$$

где e_α , n_α , $|\alpha\rangle$ — одночастичные энергии в TCSM, числа заполнения и собственные функции соответственно. Сумма по α и β в (91) также включает диагональные слагаемые. В TCSM одночастичные состояния вырождены из-за аксиальной симметрии.

Очевидно, что реалистический гамильтониан системы должен содержать остаточное взаимодействие в дополнение к среднему полю. С учетом остаточного взаимодействия амплитуда одночастичного состояния распределена по более сложным и распадающимся состояниям [166–168]. Эта особенность может быть эффективно учтена введением реальной и мнимой частей одночастичной энергии:

$$\hat{H}|\alpha\rangle = \left(e_\alpha - \frac{i}{2}\Gamma_\alpha \right) |\alpha\rangle, \quad (92)$$

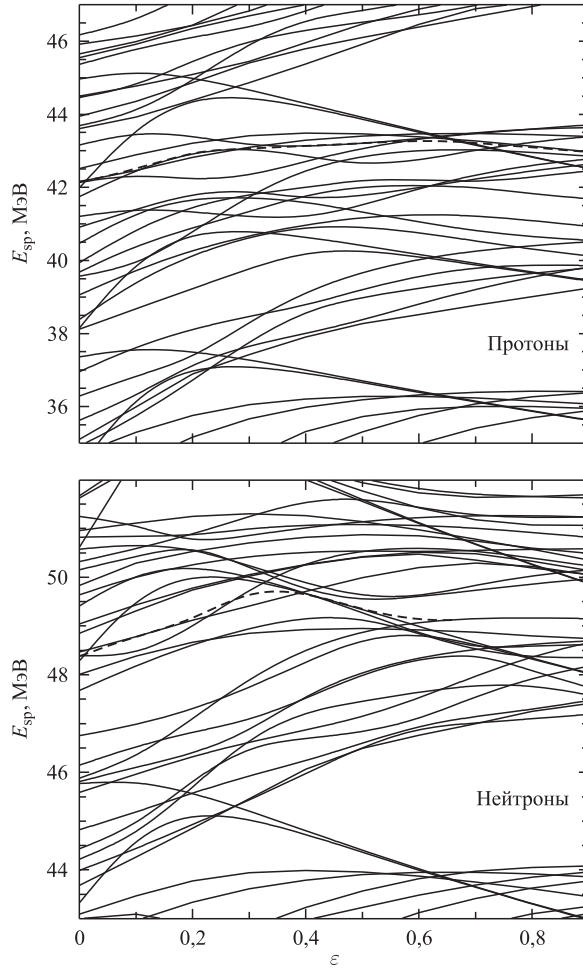


Рис. 36. Зависимость одночастичных протонных и нейтронных уровней от ε при $\lambda = 1,6$ в системе $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$

где \hat{H} — неэрмитовый одночастичный гамильтониан системы и

$$\Gamma_{\alpha} = \frac{1}{\Gamma_0} \frac{(e_{\alpha} - e_F)^2 + (\pi T)^2}{1 + [(e_{\alpha} - e_F)^2 + (\pi T)^2]/c^2} \quad (93)$$

является шириной одночастичного состояния [169], e_F — энергия уровня Ферми. Значения параметров Γ_0 и c [170] находятся в следующих диапазонах: $0,030 \leq \Gamma_0^{-1} \leq 0,061 \text{ МэВ}^{-1}$, $15 \leq c \leq 30 \text{ МэВ}$. Для малых возбуждений вы-

ражение (93) сводится к выражению, известному из теории ферми-жидкости. Используя (93), получаем из (91):

$$M_{ij}^{\text{cr}} = \hbar^2 \sum_{\alpha, \beta} \frac{\langle \alpha | \frac{\partial \hat{H}}{\partial Q_i} | \beta \rangle \langle \beta | \frac{\partial \hat{H}}{\partial Q_j} | \alpha \rangle}{(e_\beta - e_\alpha)^2 + \frac{1}{4} (\Gamma_\beta + \Gamma_\alpha)^2} \frac{n_\alpha - n_\beta}{e_\beta - e_\alpha}. \quad (94)$$

Вклады в массовые параметры (94) могут быть разделены на недиагональные и диагональные. Главный вклад в B_{ij}^{cr} дает диагональная часть при $e_\beta \rightarrow e_\alpha$, потому что она доминирует для коллективных переменных, описывающих изменение формы ядерной системы [171]. Тогда из (94) следует выражение

$$M_{ij}^{\text{diag}} \approx \hbar^2 \sum_{\alpha} \frac{f_{\alpha}}{\Gamma_{\alpha}^2} \frac{\partial e_{\alpha}}{\partial Q_i} \frac{\partial e_{\alpha}}{\partial Q_j}. \quad (95)$$

Для фермиевских чисел заполнения n_{α} функция

$$f_{\alpha} = -\frac{dn_{\alpha}}{de_{\alpha}} = \frac{1}{4T} \cosh^{-2} \left(\frac{e_{\alpha} - e_F}{2T} \right)$$

имеет форму колокола с шириной T и максимумом при e_F . Массовые параметры в виде (95) были получены также в [172–174].

Поскольку использование (94) требует громоздких вычислений, мы считали только массовые параметры по (95) в конфигурации ДЯС при $\lambda = 1,6$ и $\varepsilon = 0,75$ для системы $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. Для c в (93) используется значение 20 МэВ. Можно показать, что результаты наших вычислений слабо зависят от этого параметра. С параметром $\Gamma_0^{-1} = 0,045 \text{ МэВ}^{-1}$ в (95) получаем $M_{\lambda\lambda}^{\text{cr}} = M_{\lambda\lambda}^{\text{WW}}$, $M_{\varepsilon\varepsilon}^{\text{cr}} \approx 30 M_{\varepsilon\varepsilon}^{\text{WW}}$, $M_{\lambda\varepsilon}^{\text{cr}} \approx 0,35 M_{\lambda\varepsilon}^{\text{WW}}$ и $M_{\lambda\varepsilon}^{\text{cr}} / \sqrt{M_{\lambda\lambda}^{\text{cr}} M_{\varepsilon\varepsilon}^{\text{cr}}} \ll 1$. Таким образом, при использовании крэнкинг-формулы массовый параметр для шейки намного больше, чем в приближении Вернера–Уилера, и недиагональная составляющая $M_{\lambda\varepsilon}^{\text{cr}}$ относительно мала. С этими массовыми параметрами система практически остается около входной конфигурации в течение времени, сопоставимого с временем реакции. Это позволяет нам рассматривать фиксированную шейку в модели ДЯС [9, 92, 93]. Если конфигурация ДЯС существует достаточно долгое время, то тепловые флуктуации по координате массовой асимметрии могут играть существенную роль. Действительно, эти флуктуации ответственны за полное слияние и квазиделение в модели ДЯС [9, 92, 93].

Исследование динамики слияния в рамках адиабатической TCSM показало, что получаемые вероятности полного слияния намного больше, чем экспериментальные значения. Также изотопические зависимости и зависимости от массовой асимметрии во входном канале вероятности полного

слияния неверны в адиабатическом рассмотрении. Поэтому для объяснения экспериментальных данных должны существовать ограничения на быстрый рост шейки и движение к меньшему λ . Существование таких ограничений означает, что конфигурация ДЯС имеет время жизни, сопоставимое с временем реакции. Как раз это и предполагается в модели ДЯС, которая хорошо описывает экспериментальные данные. Поскольку вероятности полного слияния в таких симметричных реакциях с тяжелыми ядрами, как $^{132}\text{Sn} + ^{132}\text{Sn}$ и $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$, очень малы даже в адиабатическом рассмотрении, нельзя ожидать больших выходов испарительных остатков в этих реакциях.

2.2. Динамические ограничения полного слияния тяжелых ядер.

2.2.1. Микроскопический расчет массовых параметров. Существуют различные макроскопические и микроскопические подходы для расчета тензора инерции [171, 175]. Макроскопические подходы (см., например, [79]) основаны на гидродинамической модели ядра. Вычисление тензора инерции в рамках теории квантовой гидродинамики предложено в [123]. На основе модели случайной матрицы для описания связи между коллективными и внутренними степенями свободы и метода функциональных интегралов массовые параметры были получены в [176]. В теории линейного отклика тензор инерции находился для делящегося ядра в [174, 177]. Трудности в вычислениях по крэнкинг-формуле возникают в случае коллективного движения большой амплитуды, например, в слиянии или делении, из-за псевдопересекающихся или пересекающихся уровней в одночастичном спектре. Чтобы устранить эту проблему, необходимо учесть двухчастичные столкновения, которые приводят к ширинам одночастичных уровней и эффективному уменьшению эффектов их пересечений.

Получим массовые параметры в теории линейного отклика. Рассмотрим ядерную систему, описываемую одной коллективной координатой Q и внутренними одночастичными координатами x_i (сопряженные импульсы p_i), и введем следующий эффективный гамильтониан [174]:

$$\hat{H}(x_i, p_i, Q) = \hat{H}(x_i, p_i, Q_0) + (Q - Q_0)\hat{F}(x_i, p_i, Q_0) + \frac{1}{2}(Q - Q_0)^2 \left\langle \frac{\partial^2 \hat{H}(x_i, p_i, Q)}{\partial Q^2} \right\rangle_{Q_0, T_0}. \quad (96)$$

Форма ядерного поля изменяется с коллективной координатой Q , что приводит к связи между Q и нуклонными степенями свободы. Выражение (96) получено при разложении гамильтониана до членов второго порядка около Q_0 . Связь между коллективным и внутренним движениями определяется членом первого порядка по $\delta Q = Q - Q_0$ с оператором \hat{F} , представляющим собой производную среднего поля по Q около Q_0 . Таким образом, глобальное движение описывается в локальном гармоническом приближении.

В теории линейного отклика [174, 178] фурье-преобразование коллективной функции отклика имеет вид

$$\chi_{\text{coll}}(\omega) = \frac{\chi(\omega)}{1 + k\chi(\omega)}, \quad (97)$$

где $\chi(\omega)$ — фурье-образ функции отклика для внутреннего движения, которая определяет, как при данных Q_0 и температуре T_0 нуклонные степени свободы реагируют на связь $\hat{F}\delta Q$. Константа связи k записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} -k^{-1} &= \left\langle \frac{\partial^2 \hat{H}(x_i, p_i, Q)}{\partial Q^2} \right\rangle_{Q_0, T_0} = \\ &= \left. \frac{\partial^2 E(Q, S_0)}{\partial Q^2} \right|_{Q_0} + \chi(\omega = 0) = C(0) + \chi(0), \quad (98) \end{aligned}$$

где $\chi(0)$ и $C(0)$ — статические отклик и жесткость соответственно. Так как k полностью определяется квазистатическими свойствами, неудивительно, что E — внутренняя энергия при данной энтропии S_0 или свободная энергия при данной температуре T_0 . Структура (98) отражает самосогласованность между коллективной и микроскопической динамиками.

Локальное движение по Q описывается с помощью коллективной функции отклика χ_{coll} . Для массового коэффициента по Q можно вывести следующую формулу [174, 177–179]:

$$M = -\frac{1}{2k^2} \frac{\partial^2 (\chi_{\text{coll}}(\omega))^{-1}}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=0} = \left(1 + \frac{C(0)}{\chi(0)}\right)^2 \left[M^{\text{cr}} + \frac{\gamma^2(0)}{\chi(0)} \right], \quad (99)$$

где

$$M^{\text{cr}} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi(\omega)}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=0} \quad (100)$$

— параметр инерции в пределе нулевой частоты. M^{cr} аналогично выражению крэнкинг-модели. Во многих приложениях величина $C(0)/\chi(0)$ намного меньше единицы. Дополнительный член $\gamma^2(0)/\chi(0)$ в (99) дает положительный вклад в M , $\gamma(0)$ — коэффициент трения, определенный следующим образом:

$$\gamma(0) = -i \frac{\partial \chi(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=0} = \frac{\partial \chi''(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=0} = \frac{1}{2T_0} \psi''(0). \quad (101)$$

Диссипативная часть функции отклика $\chi''(\omega)$ связана с диссипативной частью корреляционной функции $\psi''(\omega)$ через флуктуационно-диссипативную теорему:

$$\chi''(\omega) = \frac{1}{\hbar} \tanh\left(\frac{\hbar\omega}{2T_0}\right) \psi''(\omega). \quad (102)$$

Здесь

$$\psi''(\omega) = 2\pi\psi^0\delta(\omega) + \psi''_R(\omega) \quad (103)$$

становится подобной δ -функции при $\omega = 0$ и регулярной функцией $\psi''_R(\omega)$ при $\omega \neq 0$. В случае модели независимых частиц имеем

$$\psi''(\omega) = \pi\hbar \sum_{j,k} |F_{jk}|^2 n(e_j)[1 - n(e_k)][\delta(\hbar\omega - e_{kj}) + \delta(\hbar\omega + e_{kj})], \quad (104)$$

где $e_{kj} = e_k - e_j$ — разность одночастичных энергий, $n(e_j)$ — числа заполнения и $F_{jk} = \langle j|\hat{F}|k\rangle$ — одночастичные матричные элементы оператора \hat{F} . При $j = k$ и $\omega = 0$ находим вклады от диагональных матричных элементов:

$$\psi^0 = \sum_k |F_{kk}|^2 n(e_k)[1 - n(e_k)] = T_0 \sum_k \left| \frac{\partial n(e)}{\partial e} \right|_{e=e_k} \left(\frac{\partial e_k}{\partial Q} \right)^2. \quad (105)$$

Правая часть в (105) была получена с фермиевскими числами заполнения при температуре T_0 . Величина T_0 эффективно не обращается в ноль с уменьшением энергии возбуждения, потому что у каждого одночастичного уровня есть ширина из-за двухчастичных взаимодействий. Действительно, при нулевой энергии возбуждения распределение чисел заполнения отклоняется от ступенчатой функции, по крайней мере, из-за парных корреляций. Заменяя δ -функцию в (104) на лоренциан $\Gamma/[\pi((\hbar\omega \pm e_{kj})^2 + \Gamma^2)]$ и используя (101)–(105), запишем коэффициент трения в следующем виде:

$$\gamma(0) = \gamma^{\text{diag}}(0) + \gamma^{\text{nondiag}}(0), \quad (106)$$

где

$$\gamma^{\text{diag}}(0) = \frac{\hbar}{\Gamma} \sum_k \left| \frac{\partial n(e)}{\partial e} \right|_{e=e_k} \left(\frac{\partial e_k}{\partial Q} \right)^2. \quad (107)$$

Для интересующих нас значений температуры $T_0 < 2$ МэВ $\gamma^{\text{diag}}(0)$ много больше, чем $\gamma^{\text{nondiag}}(0)$ [174]. Аналогично можно записать выражение для статического отклика:

$$\begin{aligned} \chi(0) &= \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\pi} \frac{\chi''(\omega)}{\omega - i\epsilon} = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d\omega}{\hbar\pi} \frac{\tanh\left(\frac{\hbar\omega}{2T_0}\right) \psi''(\omega)}{\omega - i\epsilon} = \\ &= \chi^{\text{diag}}(0) + \chi^{\text{nondiag}}(0), \end{aligned} \quad (108)$$

где

$$\chi^{\text{diag}}(0) = \sum_k \left| \frac{\partial n(e)}{\partial e} \right|_{e=e_k} \left(\frac{\partial e_k}{\partial Q} \right)^2. \quad (109)$$

Обоснованно предполагая, что $\gamma^{\text{diag}}(0) \gg \gamma^{\text{nondiag}}(0)$ и $\chi^{\text{diag}}(0) \gg \chi^{\text{nondiag}}(0)$, и пренебрегая $C(0)/\chi(0)$, представим массовый параметр (99) в виде

$$M = M^{\text{diag}} + M^{\text{nondiag}}. \quad (110)$$

Вклад диагональных матричных элементов оператора \hat{F} в M определяется выражением

$$M^{\text{diag}} = \frac{(\gamma^{\text{diag}}(0))^2}{\chi^{\text{diag}}(0)} = \frac{\hbar^2}{\Gamma^2} \sum_k \left| \frac{\partial n(e)}{\partial e} \right|_{e=e_k} \left(\frac{\partial e_k}{\partial Q} \right)^2. \quad (111)$$

Если одночастичные ширины учтены правильно, то недиагональный вклад в инерцию определяется следующим образом [180, 181]

$$M^{\text{nondiag}} = M^{\text{cr}} = \hbar^2 \sum_{k \neq k'} \frac{|F_{kk'}|^2}{e_{kk'}^2 + \Gamma^2} \frac{n(e_k) - n(e_{k'})}{e_{k'} - e_k}. \quad (112)$$

Основной вклад в M вносит диагональная часть M^{diag} , если коллективные переменные ответственны за изменение формы ядерной системы [171, 182, 183]. Заметим, что расчет M^{diag} проще, чем M^{nondiag} . Для случая парного остаточного взаимодействия и учета лишь диагональных матричных элементов в крэнкинг-формуле выражение (111) получено с $\Gamma = \Delta$ (Δ — энергетическая щель) в [172, 184].

2.2.2. Результаты расчетов. Для расчета ширин одночастичных состояний воспользуемся формулой (93). Так как у каждого одночастичного состояния есть своя собственная ширина, (111) переходит в формулу (95). Вычисления массового параметра для движения по λ выполнены с выражениями, подобными (95), например, в [172, 180, 183]. Когда система адиабатически движется к составному ядру, рассчитанная в наших и других вычислениях величина $M_{\lambda\lambda}$ увеличивается приблизительно в 10–15 раз. Рассмотрим массовый параметр $M_{\varepsilon\varepsilon}$ для координаты шейки, чтобы проверить, существует ли ДЯС с относительно маленьким размером шейки достаточно долгое время. Зависимость $M_{\varepsilon\varepsilon}$ от ε представлена на рис. 37 для системы $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ при $\lambda = \lambda_t = 1,6$, что соответствует касательной конфигурации в этой симметричной реакции. Полученные значения $M_{\varepsilon\varepsilon}$ имеют тот же порядок величины, что и в [180], где учитывались парные корреляции. Значение $M_{\varepsilon\varepsilon}$ увеличивается в 2,5 раза, когда система попадает в долину деления [85]. Это увеличение отражает уменьшение оболочечных поправок δU при приближении ε к нулю. Меньшие δU соответствуют большим массам.

Чтобы получить в ТСМ ту же самую потенциальную энергию для касательной конфигурации, что и в модели ДЯС, параметр шейки ε должен быть равен приблизительно 0,75 [85]. С этим ε радиус шейки и расстояние между центрами ядра приблизительно совпадают с соответствующими величинами в ДЯС.

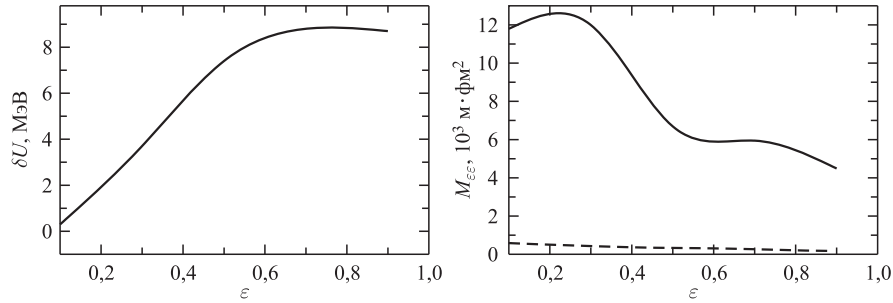


Рис. 37. Зависимость массового параметра $M_{\varepsilon\varepsilon}$ (справа) и оболочечной поправки δU (слева) от ε для системы $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ при $\lambda = 1,6$. В расчетах $M_{\varepsilon\varepsilon}$ рассматривается энергия возбуждения ДЯС 30 МэВ и используются адиабатические одночастичные состояния. Массовый параметр $M_{\varepsilon\varepsilon}^{\text{WW}}$, рассчитанный в приближении Вернера–Уилера, показан штриховой линией

Для параметра c в (93) используем значение 20 МэВ, поскольку массы (95) слабо зависят от него. Полагая параметр $\Gamma_0^{-1} = 0,045 \text{ МэВ}^{-1}$ в (95) и сравнивая наши результаты с M_{ij}^{WW} , полученными в приближении Вернера–Уилера для касательной конфигурации с энергией возбуждения 30 МэВ ($T_0 = 1,3 \text{ МэВ}$), находим $M_{\lambda\lambda} = M_{\lambda\lambda}^{\text{WW}}$, $M_{\varepsilon\varepsilon} \approx (20-30)M_{\varepsilon\varepsilon}^{\text{WW}}$, $M_{\lambda\varepsilon} \approx 0,4M_{\lambda\varepsilon}^{\text{WW}}$ и $M_{\lambda\varepsilon}/\sqrt{M_{\lambda\lambda}M_{\varepsilon\varepsilon}} \ll 1$. Следовательно, микроскопический массовый параметр шейки намного больше, чем в приближении Вернера–Уилера, и недиагональная составляющая $M_{\lambda\varepsilon}$ мала. Поскольку в касательной конфигурации наклон одночастичных уровней мал и медленно меняется с уменьшением удлинения, микроскопический массовый параметр по λ близок к гидродинамическому. $M_{\varepsilon\varepsilon}$ превышает массу в гидродинамической модели из-за больших значений $|\partial e_k/\partial \varepsilon|$.

Зависимости параметра шейки от времени, вычисленные микроскопически и в приближении Вернера–Уилера, сравниваются на рис. 38, слева. На рис. 38, справа показаны траектории в плоскости (ε, λ) . В вычислениях используется адиабатическая поверхность потенциальной энергии. Поскольку в адиабатическом потенциале отсутствуют барьеры для движения к меньшим λ и ε , параметр шейки и длина системы стремятся к меньшим значениям быстрее с массами M_{ij}^{WW} и намного медленнее с микроскопическими массами. Представляется, что существует промежуточная ситуация между адиабатическим и диабатическим пределами. Исследование перехода между диабатическим и адиабатическим режимами дает поверхность потенциальной энергии, которая содержит довольно высокие барьеры для движения к меньшим λ и ε [86, 87, 185]. Поэтому динамические вычисления с адиабатической потенциальной энергией демонстрируют максимально возможный рост шейки.

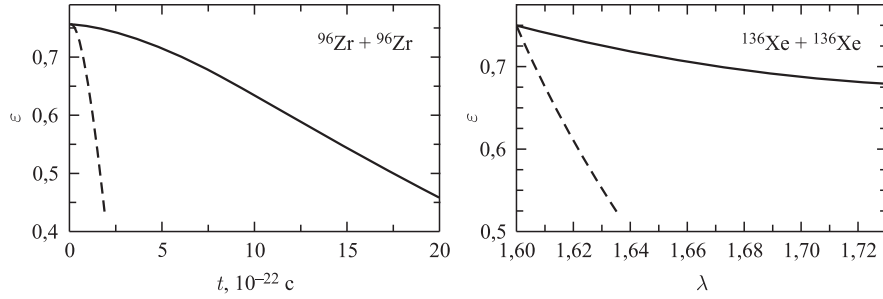


Рис. 38. Слева: зависимость параметра шейки ε в системе ${}^{96}\text{Zr} + {}^{96}\text{Zr}$, рассчитанная с микроскопическим (сплошная линия) и Вернера–Уилера (штриховая) массовыми параметрами. Справа: траектории в плоскости (λ, ε) , рассчитанные для системы ${}^{136}\text{Xe} + {}^{136}\text{Xe}$ с микроскопическими массовыми параметрами (сплошная линия) и с массовыми параметрами Вернера–Уилера (штриховая). Конечные точки сплошной и штриховой линий соответствуют временам $t = 2 \cdot 10^{-21}$ и $t = 2 \cdot 10^{-22}$ с

Из рис. 38 заключаем, что микроскопические массовые параметры способствуют удержанию системы около входной конфигурации в течение достаточно долгого времени, сопоставимого с временем реакции, даже в адиабатическом потенциале. Таким образом, динамическое ограничение роста шейки может быть вызвано большим микроскопическим массовым параметром для движения шейки и существованием потенциальной поверхности, промежуточной между диабатической и адиабатической. Поэтому предположение о фиксированной шейке в модели ДЯС оказывается обоснованным [9, 10, 85].

2.2.3. Массовые параметры в диабатической TCSM. Рассмотрим вычисление массовых параметров (95) с диабатическими одночастичными энергиями, полученными с помощью метода максимальной симметрии в диабатической TCSM [186]. В диабатическом движении нуклоны не занимают нижайшие одночастичные состояния, как в адиабатическом случае, а остаются на своих диабатических состояниях. По сравнению с вычислениями с адиабатическими одночастичными состояниями численная процедура с диабатическими состояниями проще, потому что у каждого уровня есть полный набор квантовых чисел и представление уровней в виде функций коллективной переменной более однозначное.

Из-за отличных от нуля ширин одночастичных состояний их распределение по более сложным состояниям является лоренцианом $\rho_k(e)$ вместо δ -функции $\delta(e - e_k)$ [174]. Вероятность заполнения

$$\tilde{n}(e_k) = \int n(e) \rho_k(e) de \quad (113)$$

состояния k с энергией e_k и соответствующее значение

$$\tilde{f}_k = - \int \frac{dn(e)}{de} \rho_k(e) de \quad (114)$$

находятся соответственно из функций $n(e)$ и $dn(e)/de$, вычисленных с нулевыми ширинами уровней. Распределение Лоренца увеличивает диффузность распределения Ферми. Распределение Ферми, которое берется для начальной ДЯС, нарушается при адиабатическом движении системы. Чтобы рассмотреть адиабатический случай, используем следующую функцию $n(e)$ для произвольной конфигурации системы:

$$n(e) = \sum_{l=0}^N a_l (\Theta(e - e_l) - \Theta(e - e_{l+1})), \quad (115)$$

где $\Theta(x)$ — ступенчатая функция и e_l — энергия одночастичного состояния l с числом заполнения a_l . Здесь числа $l = 0, \dots, N$ нумеруют одночастичные состояния около уровня Ферми. Значения e_0 и e_{N+1} обозначают рассматриваемый интервал энергий одночастичных состояний. Для более низких и более высоких энергий числа заполнения 1 и 0 соответственно. Поэтому принимаем $a_0 = 1$ и $a_N = 0$ в (115). Поскольку

$$-\frac{dn(e)}{de} = (1 - a_1)\delta(e - e_1) + \sum_{l=2}^{N-1} (a_{l-1} - a_l)\delta(e - e_l) + a_{N-1}\delta(e - e_N), \quad (116)$$

с помощью (114) получаем выражение для \tilde{f}_k в следующем виде:

$$\tilde{f}_k = (1 - a_1)\rho_k(e_1) + \sum_{l=2}^{N-1} (a_{l-1} - a_l)\rho_k(e_l) + a_{N-1}\rho_k(e_N). \quad (117)$$

В вычислениях предполагается одна средняя ширина для каждого лоренциана $\rho_k(e)$. Адиабатические числа заполнения a_l определяются для касательной конфигурации системы с помощью распределения Ферми. Результаты расчетов подобны тем, что были получены в адиабатическом случае. Массовые параметры $M_{\lambda\lambda}$ и $M_{\varepsilon\varepsilon}$ слабо зависят от массовой асимметрии η и деформаций β ядер в касательной конфигурации. Вследствие учета ширин одночастичных состояний зависимость массовых параметров от массовой асимметрии η более гладкая, чем зависимость крэнкинг-масс, рассчитанных без учета ширин одночастичных состояний.

Массовый параметр $M_{\varepsilon\varepsilon}$ увеличивается приблизительно в два раза при уменьшении ε от 1,0 до 0,5 или при увеличении размера шейки, как показано на рис. 39, и слабо зависит от массового числа A . В реакциях $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{172}\text{Hf}$, которые приводят к одному и тому же составному ядру ^{220}U , различие между соответствующими $M_{\varepsilon\varepsilon}$ становится больше при малых ε .

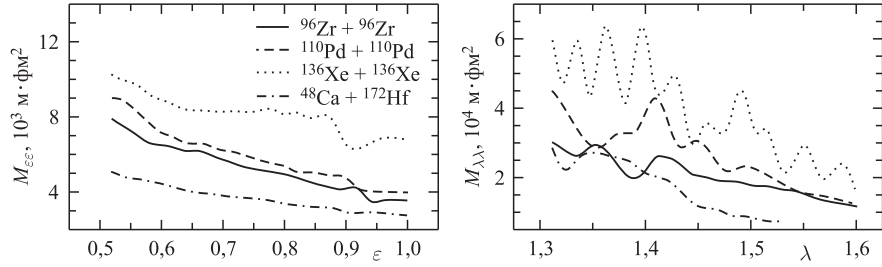


Рис. 39. Слева: массовый параметр $M_{\varepsilon\varepsilon}$ как функция ε в касательных конфигурациях реакций $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ (сплошная линия), $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ (штриховая), $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ (пунктирная) и $^{48}\text{Ca} + ^{172}\text{Hf}$ (штрихпунктирная линия). Энергии возбуждения ДЯС в этих реакциях выбираются равными 30 МэВ. Справа: то же, но для $M_{\lambda\lambda}$ как функции λ . Используются адиабатические одночастичные состояния

Данная тенденция коррелирует с тем, что адиабатический вклад в потенциальную энергию растет быстрее с уменьшением ε в симметричных конфигурациях, чем в асимметричных [185, 186].

Для заданного $\varepsilon = 0,75$ масса $M_{\lambda\lambda}$, в среднем, растет с уменьшением λ , как показано на рис. 39, и при $\lambda \approx 1,3$ становится в пять раз больше, чем приведенная масса. Зависимость $M_{\lambda\lambda}$ от λ осциллирует вокруг увеличивающегося среднего значения, что проявляется более явно с увеличением A (рис. 39) и при меньших температурах T_0 (рис. 40). Эта тенденция связана с увеличением среднего наклона одночастичных уровней с уменьшением λ или ε и с увеличением числа пересечений адиабатических уровней. Такое поведение коррелирует с адиабатическим вкладом в потенциальную энергию [86, 87, 185, 186]. Флуктуации возникают из-за множителя \tilde{f}_k/Γ_k^2 в (95) и связаны с изменяющимся числом пересечений уровней около уровня Ферми с уменьшением λ [185].

Выбор ширины важен для величины M^{diag} в адиабатическом и адиабатическом случаях. Если вместо $\Gamma_0^{-1} = 0,045 \text{ МэВ}^{-1}$ используется нижний предел

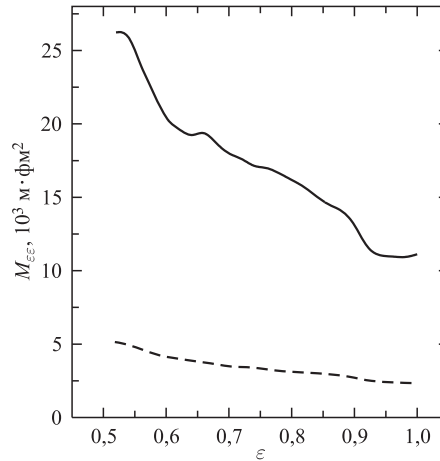


Рис. 40. Массовый параметр $M_{\varepsilon\varepsilon}$ как функция ε для $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ при $T_0 = 1 \text{ МэВ}$ (сплошная линия) и $1,5 \text{ МэВ}$ (штриховая). В расчетах используются адиабатические одночастичные состояния

$\Gamma_0^{-1} = 0,03 \text{ МэВ}^{-1}$, то значение $M_{\varepsilon\varepsilon}$ уменьшается в 2,25 раза, но при этом опять же $M_{\varepsilon\varepsilon} \gg M_{\varepsilon\varepsilon}^{\text{WW}}$. Для больших температур средняя ширина Γ увеличивается и функция f_k/Γ_k^2 становится более гладкой. Массовый параметр $M_{\varepsilon\varepsilon}$ зависит от T_0 , главным образом, через ширины Γ_k уровней ($\Gamma_k \sim T_0^2$). Величина $M_{\varepsilon\varepsilon}$ уменьшается с ростом температуры как T_0^{-4} . Одно- и двухчастичные взаимодействия [29] дают вклад в недиагональную и диагональную части массового параметра $M_{\varepsilon\varepsilon}$ соответственно. В то время как одночастичный недиагональный вклад в массу относительно нечувствителен к температуре системы, диагональный двухчастичный вклад увеличивается сильнее с уменьшением температуры. Так, $M_{\varepsilon\varepsilon}^{\text{diag}}(T_0 = 1,0 \text{ МэВ})/M_{\varepsilon\varepsilon}^{\text{diag}}(T_0 = 1,5 \text{ МэВ}) \sim 5,2$, что и показано на рис. 40. Мы обнаружили большой вклад двухчастичной компоненты в массовый параметр шейки уже при довольно высокой энергии возбуждения ДЯС 30 МэВ ($T_0 = 1,3 \text{ МэВ}$). Для сравнения, энергии возбуждения начальной ДЯС в реакциях холодного слияния на свинце и висмуте меньше, чем 20 МэВ ($T_0 < 1,0 \text{ МэВ}$). Реакции горячего слияния имеют энергии возбуждения начальных ДЯС меньше 40 МэВ ($T_0 = 1,5 \text{ МэВ}$). Для реакций холодного и горячего синтеза новых элементов $M_{\varepsilon\varepsilon} \gg M_{\varepsilon\varepsilon}^{\text{WW}}$.

2.2.4. *Диабатический потенциал.* Диабатический потенциал

$$V_{\text{diab}}(q) = V_{\text{adiab}}(q) + \Delta V_{\text{diab}}(q) \quad (118)$$

зависит от набора коллективных координат, обозначенных через q . Первый член V_{adiab} в (118) вычислен в рамках адиабатической TCSM. Для расчета потенциальной энергии при больших удлинениях системы учтено взаимодействие между ядрами с помощью потенциала «proximity». Диабатический вклад ΔV_{diab} в (118) выражается следующим образом:

$$\begin{aligned} \Delta V_{\text{diab}}(q) &= \sum_{\alpha} e_{\alpha}^{\text{diab}}(q) n_{\alpha}^{\text{diab}} - \sum_{\alpha} e_{\alpha}^{\text{adiab}}(q) n_{\alpha}^{\text{adiab}}(q) = \\ &= \sum_{\alpha} e_{\alpha}^{\text{diab}}(q) [n_{\alpha}^{\text{diab}} - n_{\alpha}^{\text{adiab}}(q)] + \sum_{\alpha} n_{\alpha}^{\text{adiab}}(q) [e_{\alpha}^{\text{diab}}(q) - e_{\alpha}^{\text{adiab}}(q)] \approx \\ &\approx \sum_{\alpha} e_{\alpha}^{\text{diab}}(q) [n_{\alpha}^{\text{diab}} - n_{\alpha}^{\text{adiab}}(q)], \quad (119) \end{aligned}$$

где вклад от второго слагаемого с $[e_{\alpha}^{\text{diab}}(q) - e_{\alpha}^{\text{adiab}}(q)]$ предполагается малым, поскольку адиабатические и diabатические одночастичные уровни отличаются только в области псевдопересечений [186]. Числа заполнения n_{α}^{diab} определяются конфигурацией разделенных ядер. Адиабатические числа заполнения $n_{\alpha}^{\text{adiab}}$ меняются в зависимости от q согласно изменению конфигурации основного состояния, где заполняются только нижайшие уровни. Диабатические уровни e_{α}^{diab} характеризуются квантовыми числами $\alpha = \{j_z, l_z, s_z, n_{\rho}, n_z\}$ состояний diabатического гамильтониана. Мы использовали только те диагональные элементы частей обобщенного гамильтониана

TCSM [83,186], которые нарушают симметрию. Влияние параметра шейки ε учтено посредством диагонального вклада разности (см. [83,84]),

$$H_1(\varepsilon) - H_1(\varepsilon = 1) = \frac{\varepsilon - 1}{2} m_0 \omega_z^2 z^2 (1 + cz + dz^2), \quad (120)$$

в котором коэффициенты c и d определяются из условия непрерывности потенциала и его производной по z при $z = 0$. Для $z < 0$ и $z > 0$ частоты осцилляторов ω_z должны определяться численно из условия сохранения объема. С помощью предложенного метода можно найти адиабатические уровни, которые близки к адиабатическим. Различия имеют место только около точек пересечения.

Адиабатический потенциал рассмотрен как функция относительного расстояния R (или удлинения λ) и параметра шейки ε . ΔV_{diab} состоит из вкладов от нейтронов и протонов. Адиабатическая добавка увеличивается с уменьшением λ или R и увеличением массового числа A системы из-за большего числа пересечений уровней около поверхности Ферми. Поскольку адиабатические эффекты малы при касании ядер, они не важны при расчете управляющего («driving») потенциала ДЯС. Адиабатические потенциалы представлены на рис. 41 и 42 для систем $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$, $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$, $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$, $^{130}\text{Xe} + ^{130}\text{Xe}$ и $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$. Использовался параметр шейки $\varepsilon = 0,75$, и форма ядер предполагалась сферической. Адиабатический потенциал для всех этих систем, за исключением $^{130,136}\text{Xe} + ^{130,136}\text{Xe}$, вблизи касательной конфигурации ($\lambda = 1,58$) имеет карман, в котором ДЯС может находиться некоторое время и эволюционировать по координате массовой

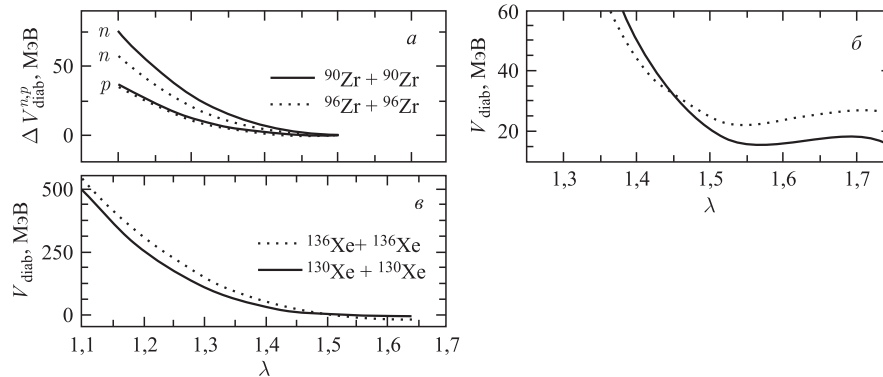


Рис. 41. а) Адиабатический вклад от протонов и нейтронов для систем $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ (сплошные линии) и $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ (пунктирные). Адиабатические потенциалы для систем: б) $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$ (сплошные линии) и $^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr}$ (пунктирные); в) $^{130}\text{Xe} + ^{130}\text{Xe}$ (сплошные линии) и $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ (пунктирные). Ядра считаются сферическими с параметром шейки $\varepsilon = 0,75$

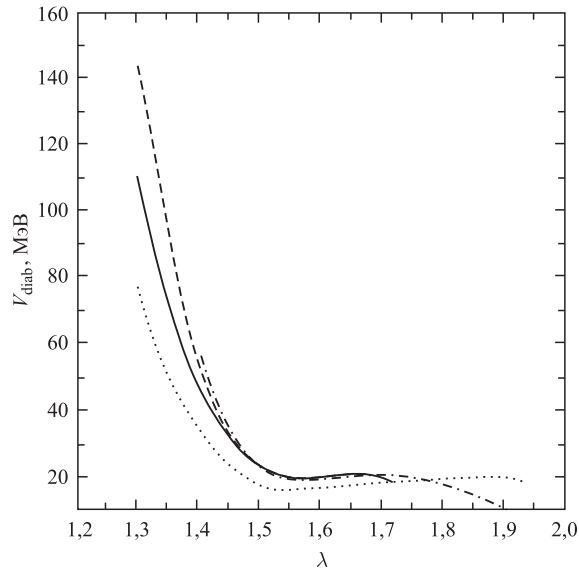


Рис. 42. Диабатические потенциалы для систем $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ (пунктирная линия) и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ (сплошная). Потенциал двойной свертки для этой системы показан штрихпунктирной линией. Различие между этим потенциалом и диабатическим уменьшается, если ε зависит от λ (штриховая линия)

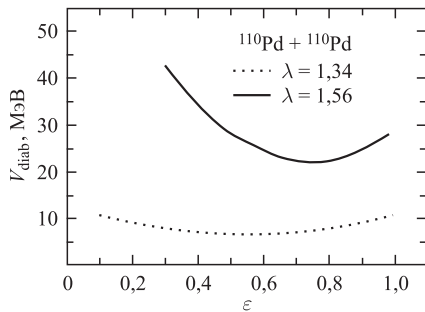


Рис. 43. Диабатический потенциал как функция ε для системы $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ при $\lambda = 1,56$ и $1,34$

ние ε при уменьшающемся удлинении. Этот эффект продемонстрирован для системы $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ на рис. 43, где диабатический потенциал показан как функция ε для постоянных величин λ . Минимум диабатического потенциала сдвигается к меньшим ε с уменьшением λ (или R). В большинстве рассмо-

(зарядовой) асимметрии. При меньших удлинениях диабатический потенциал становится сильно отталкивающим для всех симметричных систем.

Диабатический потенциал подобен потенциалу, вычисленному с помощью процедуры двойной свертки. На рис. 42 мы сравниваем диабатический потенциал системы $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ с этим потенциалом. Отличие проявляется при малых удлинениях, где потенциал двойной свертки является более отталкивающим. Различие становится меньше, если учесть уменьше-

тренных систем адиабатический потенциал имеет минимум при $\varepsilon = 0,55-0,65$. Из-за большого массового параметра по ε и адиабатических эффектов возникает сильный запрет на рост шейки и на движение к меньшим относительным расстояниям.

2.3. Переход от диабатики к адиабатике. *2.3.1. Динамический адиабатический потенциал.* Изучим теперь, есть ли у системы время для того, чтобы «забыть» о структурном запрете и перейти в адиабатический режим. Это время необходимо для перестройки системы и перехода от начального адиабатического потенциала $V_{\text{diab}}(\lambda)$ к адиабатическому потенциалу $V_{\text{adiab}}(\lambda)$ при больших временах взаимодействия. Потенциал $V_{\text{diab}}(\lambda)$ может быть представлен в приближении внезапности, но этот потенциал и потенциал, рассчитанный с замороженными плотностями, концептуально и физически не эквивалентны, несмотря на их близкие численные значения [185, 186]. Отталкивающий характер адиабатического потенциала, главным образом, связан с адиабатическими частично-дырочными возбуждениями, а не с эффектами сжатия ядерного вещества [186].

Следуя результатам [67], мы рассматриваем адиабатический потенциал в качестве меры структурного запрета, отражающего действие принципа Паули. Барьер для движения к меньшим λ уменьшается со временем и характеризует «ядерную память» о структурном запрете. Для движения по η в касательной конфигурации (ДЯС) структурный запрет отсутствует и адиабатический вклад в потенциальную энергию незначителен. Движение по η происходит из-за нуклонного обмена между уровнями около поверхностей Ферми ядер ДЯС. Действительно, для касательной конфигурации ядер при $\lambda = \lambda_t$ адиабатические эффекты малы и адиабатический потенциал фактически совпадает с адиабатическим [185]. Но для $\lambda < \lambda_t$ адиабатический потенциал значительно больше, чем адиабатический, что обеспечивает запрет на движение к меньшим λ .

Скорость изменения потенциала со временем связана с характерным временем релаксации τ для степеней свободы, описывающих форму ядерной системы [187, 188], следующим образом:

$$V(\lambda, t) = V_{\text{diab}}(\lambda) \exp\left(-\int_0^t \frac{dt}{\tau(\lambda, t)}\right) + V_{\text{adiab}}(\lambda) \left[1 - \exp\left(-\int_0^t \frac{dt}{\tau(\lambda, t)}\right)\right]. \quad (121)$$

Динамический потенциал $V(\lambda, t)$, зависящий от времени, был первоначально введен в работах [187, 188] феноменологически и применялся для изучения эффектов локального равновесия в диссипативных столкновениях тяжелых

ионов. Выражение (121) может быть переписано в виде (118) с $\Delta V_{\text{diab}}(\lambda, t) = (V_{\text{diab}}(\lambda) - V_{\text{adiab}}(\lambda)) \exp\left(-\int_0^t \frac{dt}{\tau(\lambda, t)}\right)$. Дополнительная часть

$$\Delta V_{\text{diab}}(\lambda, t) \approx \sum_{\alpha} e_{\alpha}^{\text{diab}}(\lambda) [n_{\alpha}^{\text{diab}}(\lambda, t) - n_{\alpha}^{\text{adiab}}(\lambda)] \quad (122)$$

получается микроскопически из адиабатических возбуждений частично-дырочных состояний, здесь $e_{\alpha}^{\text{diab}}(\lambda)$ — адиабатические одночастичные энергии как функции λ в ТСМ. Адиабатические числа заполнения $n_{\alpha}^{\text{adiab}}(\lambda)$ зависят от λ в соответствии с фермиевским распределением с температурой $T(\lambda) = \sqrt{E^*(\lambda)/a}$ ($a = A/12$ МэВ⁻¹), а энергия возбуждения $E^*(\lambda)$ определяется из условия сохранения полной энергии. Экспоненциальный множитель в (121) возникает из-за зависимости адиабатических чисел заполнения n_{α}^{diab} от времени, выраженной уравнением [186, 189]

$$\frac{dn_{\alpha}^{\text{diab}}(\lambda, t)}{dt} = -\frac{1}{\tau(\lambda, t)} [n_{\alpha}^{\text{diab}}(\lambda, t) - n_{\alpha}^{\text{adiab}}(\lambda)]. \quad (123)$$

Благодаря остаточному взаимодействию адиабатические числа заполнения приближаются к локальному равновесию (при заданном λ) в течение среднего времени релаксации

$$\tau(\lambda, t) = \frac{2\hbar}{\langle \Gamma(\lambda, t) \rangle}. \quad (124)$$

Множитель 2 учитывает то, что достаточно двух последовательных столкновений для установления равновесия при заданной коллективной переменной λ . Мы используем минимальное значение этого множителя (или минимально возможную величину τ) по сравнению с [186, 189], где этот множитель был 3–4. Из (121) видно, что эффективное время релаксации τ , необходимое для перестройки плотности системы, соответствует среднему времени релаксации коллективных степеней свободы, ответственных за форму ядерной системы. Из-за эффекта самосогласования между коллективными и одночастичными степенями свободы [174, 190] величина τ больше, чем среднее время одночастичного распада ($\hbar/\langle \Gamma \rangle$). Ширина в (124)

$$\langle \Gamma(\lambda, t) \rangle = \sum_{\alpha} \bar{n}_{\alpha}^{\text{diab}}(\lambda, t) \Gamma_{\alpha}(\lambda) / \sum_{\alpha} \bar{n}_{\alpha}^{\text{diab}}(\lambda, t) \quad (125)$$

является средней шириной частичных состояний выше уровня Ферми ($\bar{n}_{\alpha}^{\text{diab}} = n_{\alpha}^{\text{diab}}$ для $e_{\alpha}^{\text{diab}} > e_F$) и дырочных состояний ниже поверхности Ферми ($\bar{n}_{\alpha}^{\text{diab}} = 1 - n_{\alpha}^{\text{diab}}$ для $e_{\alpha}^{\text{diab}} \leq e_F$). Для ширин Γ_{α} используется выражение

$$\Gamma_{\alpha} = \Gamma_0^{-1} \frac{(e_{\alpha}^{\text{diab}} - e_F)^2}{1 + [(e_{\alpha}^{\text{diab}} - e_F)^2]/c^2}. \quad (126)$$

Параметры Γ_0 и c определены так же, как и для (93). Видно, что для очень большой свободной энергии $e_\alpha^{\text{diab}} - e_F$ уширение одночастичного состояния из-за внутренней энергии возбуждения системы не играет существенной роли в отличие от случая, когда возбужденная система находится около состояния равновесия [174, 191, 192]. Несмотря на то, что можно определить локальную энергию возбуждения во время распада адиабатического потенциала к адиабатическому, введение температуры не имеет смысла, поскольку система локально не термализована.

2.3.2. *Конкуренция между различными каналами полного слияния.* Для изучения конкуренции между каналами слияния по λ и η используем скорость полного слияния $\Lambda_{\text{fus}}^\lambda(t)$ ($\Lambda_{\text{fus}}^\eta(t)$) через внутренний барьер слияния B_{fus}^λ (B_{fus}^η) по λ (η), чтобы рассчитать вероятность полного слияния в λ -канале (η -канале)

$$P_{\text{fus}}^{\lambda(\eta)} = \int_0^{t_0} \Lambda_{\text{fus}}^{\lambda(\eta)}(t) dt, \quad (127)$$

где время жизни системы t_0 определяется из условия

$$\int_0^{t_0} [\Lambda_{\text{fus}}^\lambda(t) + \Lambda_{\text{fus}}^\eta(t) + \Lambda_{\text{qf}}^\lambda(t)] dt = 1. \quad (128)$$

Скорость полного слияния $\Lambda_{\text{qf}}^\lambda(t)$ через внешний барьер по λ определяет процесс квазиделения (распад системы). Высота B_{qf}^λ этого барьера монотонно уменьшается с массовой асимметрией ДЯС (при заданных массе и заряде системы), потому что кулоновское отталкивание увеличивается с уменьшением η и приводит к очень мелким карманам в ядро-ядерном потенциале. Рассматриваемые здесь реакции являются симметричными или почти симметричными, и, соответственно, в них начальные конфигурации ДЯС находятся в минимуме или около минимума полной потенциальной энергии системы как функции λ и η . В этом случае главный вклад в канал квазиделения вносят конфигурации около начальной, у которых почти одинаковые барьеры квазиделения B_{qf}^λ . Это позволяет нам вычислять скорость квазиделения для начальной ДЯС с помощью одномерной формулы Крамерса (53) [120]. Процесс распада по λ определяет, главным образом, время жизни ДЯС, потому что B_{qf}^λ значительно меньше, чем B_{fus}^η . Времена жизни t_0 , полученные для рассматриваемых реакций, сопоставимы с экспериментально извлеченными характерными временами слияния $10^{-21} - 10^{-20}$ с [158]. В вычислениях предполагается, что энергия возбуждения начальной ДЯС $E^*(\lambda_t) = 30$ МэВ во всех реакциях. Используются следующие значения: $\hbar\omega^{B_{\text{qf}}^\lambda} \approx 0,8 - 1,0$ МэВ, $\hbar\omega^{B_{\text{fus}}^\eta} \approx 1,5 - 2,0$ МэВ, $\hbar\omega_\lambda \approx 1,5 - 2,0$ МэВ и $\hbar\omega_\eta \approx 0,8 - 1,0$ МэВ. Значение

$\hbar\omega^{B_{\text{fus}}^\lambda} \approx 0,5-0,6$ МэВ для внутреннего барьера слияния по λ близко к значению, полученному в седловой точке при делении [179]. Коэффициенты трения вычисляются с $\Gamma = 2$ МэВ.

Зависимости адиабатических потенциалов от времени для реакций $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ и $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ представлены на рис. 44, *а* и *б*. Зависящий от времени внутренний барьер слияния B_{fus}^λ по λ появляется из-за зависимости времени релаксации адиабатического потенциала от удлинения λ . Уменьшение $\langle\Gamma\rangle$ со временем вызывает более медленный переход от адиабатического режима к адиабатическому, когда адиабатический потенциал приближается к адиабатическому. Структуры в потенциале на рис. 44, *а* обусловлены структурами в зависимости $\langle\Gamma\rangle$ от λ . На рис. 45, *а* показана зависимость B_{fus}^λ от времени для реакций $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ ($\eta = 0$) и $^{56}\text{Cr} + ^{164}\text{Er}$ ($\eta = 0,5$), приводящих к одному и тому же составному ядру ^{220}U . Внутренний барьер слияния по λ для асимметричной ДЯС появляется позже по времени и меньше по величине, чем для симметричной ДЯС, он также уменьшается медленнее со временем. Времена жизни t_0 ДЯС в обеих реакциях приблизительно $8 \cdot 10^{-21}$ с, и значения B_{fus}^λ при этом времени больше, чем соответствующие B_{fus}^η (см. рис. 45, *б* и табл. 6). Поэтому вероятность полного слияния P_{fus}^λ по λ меньше, чем P_{fus}^η по η (табл. 7). Это также демонстрируется в табл. 6 и 7 для реакций $^{123}\text{Sn} + ^{123}\text{Sn}$, $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$, $^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd}$ и $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$, которые приводят к одному и тому же составному ядру ^{246}Fm . Рассчитанные значения P_{fus}^η согласуются с вероятностями полного слияния, извлеченными из экспериментальных данных [132]. Барьер слияния по координате массовой

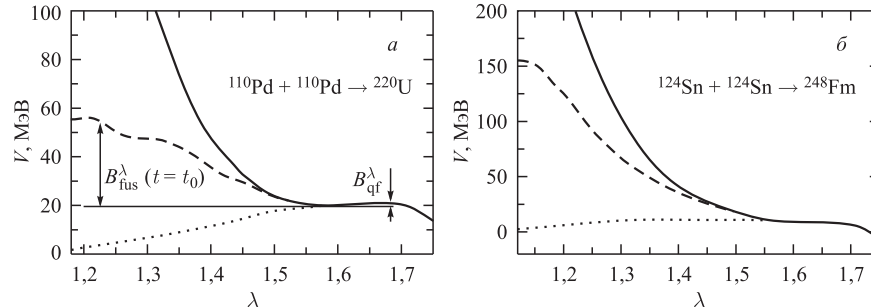


Рис. 44. *а*) Зависящий от времени и λ динамический потенциал $V(\lambda, t)$ для системы $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. Начальный адиабатический потенциал $V(\lambda, t = 0) = V_{\text{diab}}(\lambda)$ и адиабатический потенциал $V_{\text{adiab}}(\lambda)$ показаны сплошными и пунктирными линиями соответственно. Адиабатический потенциал $V(\lambda, t = t_0)$ представлен штриховой линией. Ядра считаются сферическими с параметром шейки $\varepsilon = 0,75$. Величина $\Gamma_0^{-1} = 0,030$ МэВ $^{-1}$ используется в вычислениях ширин одночастичных состояний. Барьеры $B_{\text{fus}}^\lambda(t = t_0)$ и B_{qf}^λ обозначены и измерены относительно минимума потенциала. *б*) То же для системы $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$

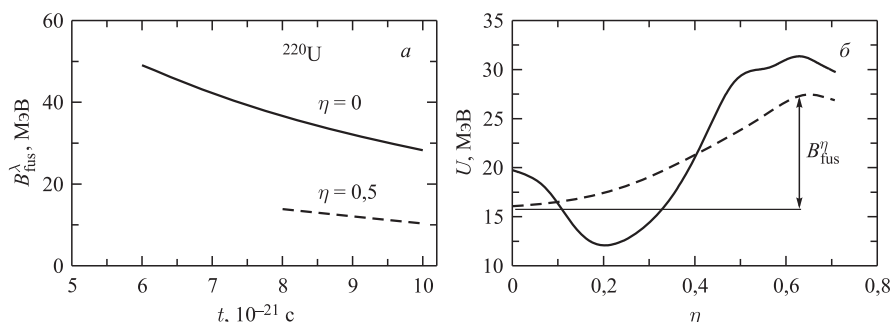


Рис. 45. а) Динамические внутренние барьеры полного слияния $B_{\text{fus}}^{\lambda}(t)$ по λ для реакций $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ (сплошная линия) и $^{56}\text{Cr} + ^{164}\text{Er}$ (штриховая), ведущих к одному и тому же составному ядру ^{220}U . Ядра считаются сферическими с параметром шейки $\varepsilon = 0,75$. Используется $\Gamma_0^{-1} = 0,030 \text{ МэВ}^{-1}$ в расчетах ширины одночастичных состояний. Для времен меньше чем $6 \cdot 10^{-21}$ с и $8 \cdot 10^{-21}$ с для $\eta = 0$ и $0,5$ соответственно потенциал $V(\lambda, t)$ чисто отталкивающий и не имеет барьера (см. рис. 44). б) Рассчитанный адиабатический потенциал ДЯС как функция массовой асимметрии η для реакций, ведущих к образованию ^{220}U . Потенциал вычисляется на основе адиабатической TCSM с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая) оболочечных поправок. Показан барьер полного слияния B_{fus}^{η} по η для системы $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$

Таблица 6. Барьер квазиделения и внутренние барьеры полного слияния по η и λ , рассчитанные в рамках TCSM для различных симметричных и асимметричных реакций. Внутренние барьеры полного слияния по λ соответствуют временам жизни t_0 ДЯС, образованных в этих реакциях

Реакция	B_{qf}^{λ} , МэВ	B_{fus}^{η} , МэВ	t_0 , 10^{-21} с	$B_{\text{fus}}^{\lambda}(t_0)$, МэВ	
				$\Gamma_0^{-1} = 0,030 \text{ МэВ}^{-1}$	$\Gamma_0^{-1} = 0,061 \text{ МэВ}^{-1}$
$^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$	2,9	6	20	10	4
$^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{200}\text{Po}$	2,2	8	15	12	5
$^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{220}\text{U}$	1,3	12	8	36	14
$^{56}\text{Cr} + ^{164}\text{Er} \rightarrow ^{220}\text{U}$	2,6	2	8	14	4
$^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er} \rightarrow ^{246}\text{Fm}$	0,4	10	5	53	27
$^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{246}\text{Fm}$	0,2	12	4	65	39
$^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{246}\text{Fm}$	0,1	15	3	91	54
$^{123}\text{Sn} + ^{123}\text{Sn} \rightarrow ^{246}\text{Fm}$	0,1	16	3	112	67
$^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{272}\text{Hs}$	0	22	2	237	154

асимметрии не зависит от времени. Из табл.6 и 7 видно, что вероятность P_{fus}^{λ} растет с увеличением массовой асимметрии во входном канале. Как в λ -канале, так и в η -канале полное слияние в симметричных реакциях имеет меньшее сечение по сравнению с асимметричными комбинациями.

Таблица 7. Вероятности полного слияния $P_{\text{fus}}^{\lambda, \eta}$ в λ - и η -каналах, рассчитанные для реакций из табл. 6, в сравнении с существующими экспериментальными значениями $P_{\text{fus}}^{\text{exp}}$ [27, 132]

Реакция	P_{fus}^{λ}		P_{fus}^{η}	$P_{\text{fus}}^{\text{exp}}$
	$\Gamma_0^{-1} = 0,030 \text{ МэВ}^{-1}$	$\Gamma_0^{-1} = 0,061 \text{ МэВ}^{-1}$		
$^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$\sim 10^{-1}$
$^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{200}\text{Po}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
$^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{220}\text{U}$	$7 \cdot 10^{-15}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$\sim 10^{-4}$
$^{56}\text{Cr} + ^{164}\text{Er} \rightarrow ^{220}\text{U}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-1}$	—
$^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er} \rightarrow ^{246}\text{Fm}$	$9 \cdot 10^{-22}$	$3 \cdot 10^{-12}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$8 \cdot 10^{-4}$
$^{86}\text{Kr} + ^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{246}\text{Fm}$	$4 \cdot 10^{-26}$	$2 \cdot 10^{-16}$	$7 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$

Несмотря на сильное уменьшение B_{fus}^{λ} при изменении параметра Γ_0 от максимального до минимального значения, вероятности слияния в λ -канале остаются значительно меньшими, чем соответствующие экспериментальным значениям [27, 132] вероятности слияния в η -канале (см. табл. 7). В тяжелых системах различие между барьерами слияния и вероятностями полного слияния в обоих каналах является значительным, и можно сказать, что λ -канал фактически закрыт. Это означает, что полное слияние протекает преимущественно по координате массовой асимметрии, что является основным фундаментальным предположением в подходе ДЯС [8, 9].

Зависящий от времени переход между диабатическим и адиабатическим режимами является более медленным, чем процесс квазиделения, и система не имеет достаточно времени, чтобы «забыть» о структурном запрете. В результате сохраняется большой барьер для движения к меньшим удлинениям λ . Сравнение расчетных энергетических порогов для полного слияния в λ - и η -каналах позволяет говорить об эволюции ДЯС к составному ядру лишь из-за тепловых флуктуаций по координате массовой асимметрии.

2.3.3. Влияние микроскопических эффектов на процесс полного слияния. Поскольку массовый параметр по координате шейки большой, размер шейки может быть зафиксирован ($\varepsilon = 0,75$) во время процесса слияния. В отличие от предыдущей части, где вероятность полного слияния вдоль долины деления рассматривалась при малых ε , значения P_{CN} , вычисленные с фиксированным большим ε , правильно зависят от начального значения η во входном канале. Однако адиабатическое рассмотрение слияния по λ приводит к значительно завышенным P_{CN} по сравнению с экспериментальными данными. Эта переоценка хорошо видна на рис. 46, где адиабатические потенциалы для различных фрагментаций, соответствующих одному и тому же составному ядру, показаны как функции λ при $\varepsilon = 0,75$. По сравнению с ожидаемыми из эксперимента малыми P_{CN} для этих потенциалов $P_{\text{CN}} \approx 1$, потому что не существует барьера, препятствующего движению к меньшему удлинению (к компактным ядерным формам).

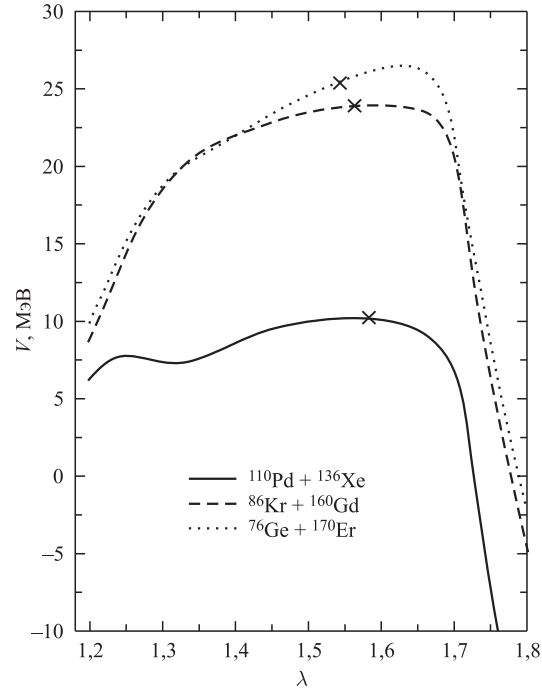


Рис. 46. Адиабатические потенциалы для различных реакций, приводящих к образованию ^{246}Fm , как функции λ при $\varepsilon = 0,75$. Крестиками отмечены касательные конфигурации

Для того чтобы описать экспериментальные данные, необходимо рассмотреть структурные факторы запрета для движения к меньшим λ . Переход от диабатического потенциала во входном канале к адиабатическому потенциалу во время полного слияния является более медленным процессом, чем квазиделение (распад ДЯС). Поэтому у системы недостаточно времени для разрушения «памяти» о структурном запрете, ограничивающем движение к меньшим λ при фиксированной шейке. Динамический диабатический потенциал даже через время, равное времени жизни начальной ДЯС (рис. 47), имеет очень большой барьер слияния по λ , и, соответственно, вероятность полного слияния по λ пренебрежимо мала для комбинаций, приводящих к образованию ^{246}Fm . Отметим, что при вычислении динамических потенциалов использовалось минимально возможное время релаксации для перехода от диабатического к адиабатическому режиму [86]. Рассчитанные энергетические пороги для полного слияния по λ и η позволяют сделать вывод, что ДЯС эволюционирует к составному ядру по координате массовой асимметрии. Это хорошо видно на рис. 48. Вероятность слияния сильно увеличивается

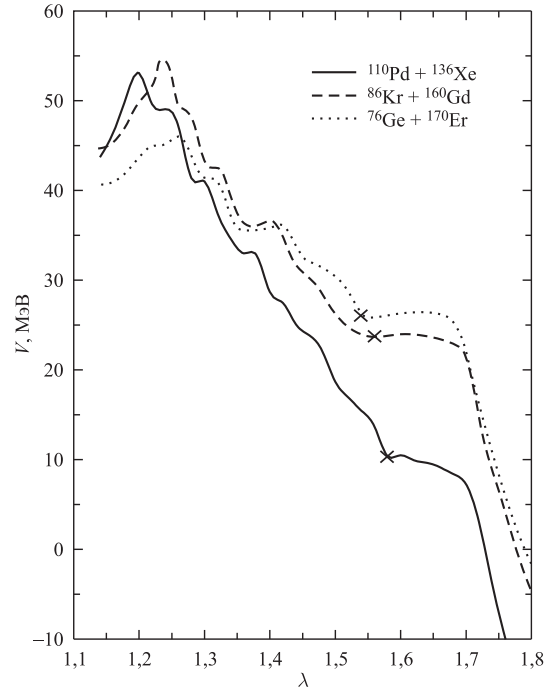


Рис. 47. Динамические диабатические потенциалы ($\varepsilon = 0,75$). Обозначения те же, что и на рис. 46

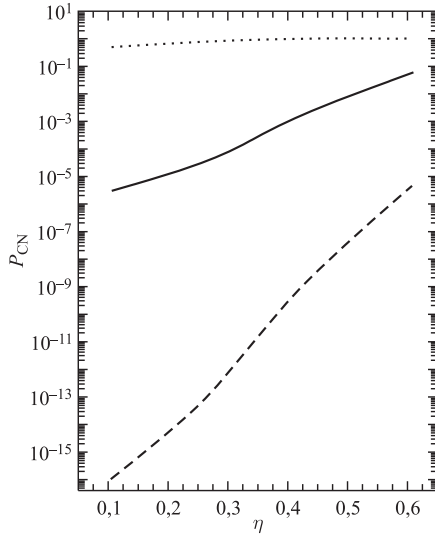


Рис. 48. Вероятность полного слияния P_{CN} в реакциях, ведущих к образованию ^{246}Fm с энергией возбуждения 30 МэВ, как функция массовой асимметрии во входном канале. Результат адиабатического рассмотрения слияния по λ представлен пунктирной линией. Верхний предел вероятности слияния по λ , полученный в динамическом диабатическом потенциале, показан штриховой линией. Вероятность слияния в η -канале при закрытом канале слияния по λ показана сплошной линией

с ростом массовой асимметрии во входном канале, что как раз и соответствует эксперименту [132].

При использовании микроскопических массовых параметров ожидается относительно постоянный размер шейки во время реакции. Большой энергетический порог из-за структурного запрета [86, 87, 185] препятствует движению к меньшим R . Поэтому конфигурация ДЯС существует достаточно долгое время и тепловые колебания по координате массовой асимметрии могут привести к полному слиянию. Наши успешные предсказания в рамках модели ДЯС для реакций синтеза тяжелых и сверхтяжелых ядер позволяют говорить о правильности ее основных положений.

3. ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ТЕНДЕНЦИИ В РЕАКЦИЯХ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ, ПРИВОДЯЩИХ К ОБРАЗОВАНИЮ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

3.1. Нейтроноизбыточные налетающие ядра в реакциях полного слияния. Синтез сверхтяжелых элементов ($Z = 106-112$) был осуществлен в холодном слиянии тяжелых ионов со свинцом и висмутом [26, 29, 32]. Первое объяснение сечений в этих реакциях было сделано в работе [88] на основе модели ДЯС. Реакции горячего слияния с использованием актинидных мишеней и пучка ^{48}Ca открыли путь для синтеза элементов с большими Z [38]. Обсуждался возможный следующий шаг — синтез тяжелых ядер с использованием радиоактивных пучков [26, 193]. Обоснование таких планируемых экспериментов является одной из задач теории. Обычно вероятность выживания W_{sur} сформированного составного ядра по отношению к делению в процессе деэвозбуждения рассматривают как решающий фактор, влияющий на сечения образования тяжелых и сверхтяжелых элементов. С нейтронообогатенным налетающим ядром можно получить большую стабильность (большую W_{sur}) составного ядра по отношению к делению. Однако вероятность полного слияния P_{CN} , которая зависит от ядерной структуры и от количества нейтронов сверх последних замкнутых оболочек в сталкивающихся ядрах, также очень важна для правильного вычисления сечения образования испарительных остатков σ_{ER} . Например, величины P_{CN} , извлеченные из эксперимента, сильно уменьшаются [27], когда нейтронные числа снаряда или мишени отклоняются от магических чисел.

В соответствии с моделью ДЯС, сечение образования испарительных остатков определяется следующим произведением [88]:

$$\sigma_{\text{ER}}(E_{\text{cm}}) = \sigma_c(E_{\text{cm}})P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J = 0)W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J = 0). \quad (129)$$

При расчете σ_{ER} требуется анализ всех трех факторов в (129). Угловые моменты, дающие вклад в сечение образования испарительных остатков легко

делящихся ядер, ограничены вероятностью выживания $W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J)$, и $J_{\text{max}} \approx 10-20$ [146]. Это соответствует почти лобовым столкновениям с прицельными параметрами меньшими чем 1 фм. Значение J_{max} меньше, чем критический угловой момент J_{cr} , который ограничивает сечение захвата. Для реакций, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер, предполагается, что $J_{\text{max}} = 10$ и $T(E_{\text{cm}}, J = 0) = 0,5$ в $\sigma_c(E_{\text{cm}})$ при энергиях E_{cm} около кулоновского барьера. Вероятность полного слияния P_{CN} в (16) определяется формулой (47) и зависит от конкуренции между полным слиянием по η и квазиделением. В реакциях холодного слияния барьер квазиделения ниже барьера, препятствующего движению ДЯС к меньшим значениям асимметрии. Т. е. в реакциях холодного слияния квазиделение происходит в основном из ДЯС, близких к начальной.

В случае, когда барьер слияния намного выше, чем барьер квазиделения, $B_{\text{fus}}^* \gg B_{\text{qf}}$, т. е. переходное время τ_η по η больше (или равно), чем время жизни t_0 начальной ДЯС, получаем [92, 93]

$$P_{\text{CN}} = \frac{\lambda_\eta^{\text{Kr}}}{1,72} \left[\tau_\eta \left(\exp \left(\frac{t_0}{\tau_\eta} \right) - 1 \right) - t_0 \right]. \quad (130)$$

Так как карман в ядро-ядерном потенциале становится очень мелким ($B_{\text{qf}} \approx 0$) в реакциях с большим $Z_1 \times Z_2$, время жизни t_0 сильно уменьшается с увеличением E_{cm} над кулоновским барьером. Из-за этого величина P_{CN} в (130) меньше, чем в (47).

Эффекты деформации ядер ДЯС учитываются при вычислении поверхности потенциальной энергии [92]. Для тяжелых ядер ДЯС, деформированных в основном состоянии, параметры квадрупольной деформации взяты из [109]. Легкие ядра ДЯС, как предполагается, деформированы, только если энергии их первых состояний 2^+ меньше чем 1,5 МэВ. Как известно из экспериментов по подбарьерному слиянию легких ядер, эти состояния 2^+ легко заселяются. При рассматриваемых энергиях столкновения относительная ориентация деформированных ядер в ДЯС соответствует минимуму потенциальной энергии во время эволюции по η .

3.1.1. Изотопические зависимости в симметричных и почти симметричных реакциях полного слияния. Экспериментально наблюдаемый запрет на полное слияние увеличивается с ростом кулоновского отталкивания между сталкивающимися ядрами. Их оболочечная структура и изотопический состав также играют важную роль в слиянии ядер [27, 116, 155, 194]. В табл. 8 представлены необходимые для полного слияния избытки кинетической энергии $\Delta E = B_{\text{fus}}^* - B_{\text{qf}}$ столкновения над входным кулоновским барьером для различных реакций. Эти результаты модели ДЯС сравниваются с излишками энергии ΔB^{exp} над барьерами в модели Басса, извлеченными из экспериментальных данных [160]. Пороги, извлеченные из эксперимента, не являются

Таблица 8. Необходимые для полного слияния избытки энергии ΔE над кулоновским барьером в модели ДЯС и избытки энергии ΔB^{exp} над барьером в модели Басса, извлеченные из экспериментальных данных [160]. ΔN — число нейтронов или дырок до последней замкнутой оболочки в сталкивающихся ядрах

Реакция	ΔN	ΔE , МэВ	ΔB^{exp} , МэВ	Реакция	ΔN	ΔE , МэВ	ΔB^{exp} , МэВ
$^{86}\text{Kr} + ^{92}\text{Mo} \rightarrow ^{178}\text{Pt}$	0	0,0	$1,4^{+1,0}_{-1,0}$	$^{98}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{198}\text{Po}$	6	12,6	$14,1^{+1,0}_{-1,0}$
$^{86}\text{Kr} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{186}\text{Pt}$	8	2,0	$4,3^{+2,0}_{-2,0}$	$^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{200}\text{Po}$	8	10,3	$12,2^{+0,5}_{-0,5}$
$^{86}\text{Kr} + ^{99}\text{Ru} \rightarrow ^{185}\text{Hg}$	5	3,6	$3,1^{+1,2}_{-1,2}$	$^{100}\text{Mo} + ^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{204}\text{Rn}$	10	12,7	$23,0^{+1,1}_{-1,1}$
$^{86}\text{Kr} + ^{102}\text{Ru} \rightarrow ^{188}\text{Hg}$	8	5,2	$6,5^{+1,3}_{-1,3}$	$^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{210}\text{Ra}$	14	13,7	$29,0^{+1,2}_{-1,2}$
$^{86}\text{Kr} + ^{104}\text{Ru} \rightarrow ^{190}\text{Hg}$	10	5,8	$7,2^{+1,3}_{-1,3}$	$^{90}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{214}\text{Th}$	0	6,1	$20,3^{+4,0}_{-4,0}$
$^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$	0	2,9	$0,0^{+0,5}_{-0,5}$	$^{92}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{216}\text{Th}$	2	6,6	$20,8^{+4,0}_{-3,0}$
$^{90}\text{Zr} + ^{92}\text{Zr} \rightarrow ^{182}\text{Hg}$	2	4,0	$4,2^{+0,5}_{-0,5}$	$^{94}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{218}\text{Th}$	4	8,8	$22,7^{+5,0}_{-3,0}$
$^{90}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{186}\text{Hg}$	6	4,6	$5,1^{+0,5}_{-0,5}$	$^{96}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{220}\text{Th}$	6	12,5	$26,7^{+5,0}_{-3,0}$
$^{96}\text{Zr} + ^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{192}\text{Hg}$	6	6,9	$4,2^{+1,2}_{-1,2}$	$^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe} \rightarrow ^{116}\text{Th}$	6	7,8	—
$^{90}\text{Zr} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{190}\text{Pb}$	0	5,5	$5,1^{+1,0}_{-1,0}$	$^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{222}\text{Th}$	0	5,0	—
$^{92}\text{Zr} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{192}\text{Pb}$	2	7,0	$5,8^{+1,0}_{-1,0}$	$^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{220}\text{U}$	14	20,9	—
$^{96}\text{Zr} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{196}\text{Pb}$	6	8,8	$9,5^{+1,0}_{-1,0}$	$^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{248}\text{Fm}$	8	23,2	—
$^{92}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{192}\text{Po}$	0	11,8	$13,0^{+2,0}_{-2,0}$	$^{132}\text{Sn} + ^{132}\text{Sn} \rightarrow ^{264}\text{Fm}$	0	30,7	—
$^{94}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{194}\text{Po}$	2	14,9	$16,3^{+1,0}_{-1,0}$	$^{130}\text{Xe} + ^{130}\text{Xe} \rightarrow ^{260}\text{Hs}$	6	37,7	—
$^{96}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{196}\text{Po}$	4	8,2	$10,4^{+1,0}_{-1,0}$	$^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{272}\text{Hs}$	0	33,1	—

данными прямого измерения, а получаются с помощью определенных модельных предположений о P_{CN} и W_{sur} .

Как показано в табл. 8, изотопические зависимости, полученные на основе модели ДЯС, согласуются с экспериментальными данными. Энергетические пороги для полного слияния и, соответственно, вероятности слияния уменьшаются [116, 155], когда число нейтронов в налетающем ядре или мишени больше отклоняется от магического числа в реакциях $^{90}\text{Zr} + ^{90,92,96}\text{Zr}$, $^{90,96}\text{Zr} + ^{100}\text{Mo}$, $^{86}\text{Kr} + ^{99,102,104}\text{Ru}$, $^{90,92,94,96}\text{Zr} + ^{124}\text{Sn}$ и $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe}$. Этот эффект просто объясняется деформацией ядер в начальной ДЯС и в ДЯС на вершине барьера по η , а также оболочечными эффектами в зависимости потенциальной энергии ДЯС от η [92, 93]. Например, величина энергетического порога для полного слияния, который определяет вероятность слияния, больше в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$, чем в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{136}\text{Xe}$ [194]. Кроме того, вероятность выживания W_{sur} больше в реакции с ^{136}Xe , чем в реакции с ^{130}Xe . Поэтому экспериментальные сечения σ_{ER} различаются приблизительно на три порядка в этих реакциях [194]. Для большинства

реакций, например, $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr}$, $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$, при расчетах с величинами P_{CN} , полученными на основе модели ДЯС, мы получили сечения образования испарительных остатков, которые находятся в хорошем согласии с экспериментальными значениями [9, 92, 93]. Напротив, модели, которые рассматривают слияние по R , дают неправильную изотопическую зависимость для P_{CN} . В этих моделях P_{CN} всегда увеличивается с ростом числа нейтронов сверх последней замкнутой оболочки [27, 160], потому что увеличивающаяся деформация ядер во входном канале эффективно понижает потенциальную энергию ДЯС во входном канале.

Рассчитанные вероятности полного слияния в симметричных и почти симметричных реакциях с тяжелыми ядрами, таких как $^{124,132}\text{Sn}$ и $^{136,142}\text{Xe}$, сильно зависят от выбора модели слияния. Например, в адиабатическом рассмотрении, где слияние, главным образом, определено динамикой по координате относительного расстояния и увеличивающейся шейкой, мы получили $P_{\text{CN}} \approx 10^{-6}$ и $\sigma_{\text{ER}} \approx 30$ пб для реакции $^{132}\text{Sn} + ^{132}\text{Sn} \rightarrow ^{261}\text{Fm} + 3n$. В модели ДЯС величина P_{CN} и, соответственно, σ_{ER} почти на три порядка меньше. Следует отметить, что предсказание сечений слияния в симметричных реакциях очень критично к выбору модели. В то время как для асимметричных реакций различные модели могут дать близкие результаты, для симметричных реакций модели, основанные на адиабатическом приближении, дают намного большие σ_{ER} , чем модель ДЯС. Поэтому будущие экспериментальные данные о полном слиянии в симметричных реакциях со стабильными и радиоактивными пучками могут обеспечить дополнительную проверку моделей слияния и дать информацию о времени перехода от адиабатического режима к адиабатическому.

Согласно расчетам на основе концепции ДЯС, сечения для синтеза сверхтяжелых элементов в почти симметричных реакциях $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{272}\text{Hs}$, $^{142}\text{Xe} + ^{150,154}\text{Nd} \rightarrow ^{292,296}114$, $^{132}\text{Sn} + ^{160}\text{Gd} \rightarrow ^{292}114$ и $^{137}\text{Te} + ^{158}\text{Sm} \rightarrow ^{295}114$ являются очень малыми (намного меньше чем 1 пб) из-за малости P_{CN} .

3.1.2. Реакции полного слияния, приводящие к образованию актинидов. Поскольку сечение образования испарительных остатков увеличивается с числом нейтронов во всех реакциях, приводящих к образованию актинидов в табл. 8, величина W_{sur} должна расти быстрее, чем уменьшается P_{CN} . Как можно видеть в табл. 9, в реакциях $^{66,76}\text{Zn} + ^{174}\text{Yb}$ увеличение W_{sur} с нейтронным числом системы более значительно, чем уменьшение P_{CN} . Этот эффект, демонстрируемый также на рис. 49 для реакций $^A\text{Zn} + ^{174}\text{Yb}$, дает определенное предпочтение нейтронообогаченным налетающим ядрам при получении актинидов. Отметим, что числа нейтронов в ядрах ^{66}Zn и ^{76}Zn близки к различным магическим числам. С теми же самыми параметрами мы вычислили сечения σ_{2n} для реакции $^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er}$ (табл. 9) и получили хорошее согласие с экспериментальными данными [132].

Таблица 9. Энергии возбуждения E_{CN}^* составного ядра, вероятность слияния P_{CN} , сечение захвата σ_c , вероятность выживания W_{sur} , теоретическое σ_{ER}^{th} и экспериментальное σ_{ER}^{exp} сечения образования испарительных остатков для реакций, ведущих к образованию ядер Fm, и для реакций холодного слияния. Экспериментальные данные взяты из работ [132] и [29, 32, 34, 36]

Реакция	E_{CN}^* , МэВ	P_{CN}	σ_c , мб	W_{sur}	σ_{ER}^{th}	σ_{ER}^{exp}
$^{66}\text{Zn} + ^{174}\text{Yb} \rightarrow ^{238}\text{Fm} + 2n$	26,0	$4 \cdot 10^{-2}$	9,6	$8 \cdot 10^{-7}$	0,3 нб	—
$^{76}\text{Zn} + ^{174}\text{Yb} \rightarrow ^{248}\text{Fm} + 2n$	23,0	$2 \cdot 10^{-3}$	8,8	$6 \cdot 10^{-4}$	10,6 нб	—
$^{76}\text{Ge} + ^{170}\text{Er} \rightarrow ^{244}\text{Fm} + 2n$	24,6	$5 \cdot 10^{-4}$	8,4	$3 \cdot 10^{-4}$	1,3 нб	$1,6_{-1,6}^{+1,3}$ нб
$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{257}\text{104} + 1n$	16,1	$3 \cdot 10^{-2}$	5,3	$9 \cdot 10^{-5}$	14,3 нб	$10_{-1,3}^{+1,3}$ нб
$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{104} + 2n$	21,5	$7 \cdot 10^{-2}$	5,2	$4 \cdot 10^{-5}$	14,5 нб	$12,2_{-0,57}^{+0,57}$ нб
$^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{255}\text{104} + 3n$	29,5	$9 \cdot 10^{-2}$	5,1	$3 \cdot 10^{-7}$	138 нб	662 нб
$^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{258}\text{105} + 1n$	16,2	$3 \cdot 10^{-3}$	5,2	$3 \cdot 10^{-4}$	4,7 нб	$4_{-1,6}^{+1,3}$ нб
$^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{257}\text{105} + 2n$	21,9	$8 \cdot 10^{-3}$	5,1	$4 \cdot 10^{-5}$	1,6 нб	2,4 нб
$^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{256}\text{105} + 3n$	30,0	$2 \cdot 10^{-2}$	5,0	$3 \cdot 10^{-7}$	30 нб	200 нб
$^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{261}\text{106} + 1n$	16,0	$9 \cdot 10^{-4}$	4,6	$1 \cdot 10^{-4}$	0,4 нб	$0,5_{-0,14}^{+0,14}$ нб
$^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{260}\text{106} + 2n$	20,4	$3 \cdot 10^{-3}$	4,5	$3 \cdot 10^{-5}$	0,4 нб	$0,28_{-0,05}^{+0,05}$ нб
$^{54}\text{Cr} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{262}\text{107} + 1n$	15,9	$2 \cdot 10^{-4}$	4,5	$3 \cdot 10^{-4}$	270 нб	163_{-34}^{+34} нб
$^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{265}\text{108} + 1n$	15,5	$3 \cdot 10^{-5}$	4,0	$4 \cdot 10^{-4}$	48 нб	$65,8_{-7,5}^{+7,5}$ нб
$^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{264}\text{108} + 2n$	19,5	$1,5 \cdot 10^{-4}$	3,9	$1 \cdot 10^{-5}$	5,9 нб	$4,5_{-2,9}^{+5,7}$ нб
$^{58}\text{Fe} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{266}\text{109} + 1n$	15,7	$6 \cdot 10^{-6}$	4,0	$5 \cdot 10^{-4}$	12 нб	$8,8_{-3,3}^{+3,9}$ нб
$^{62}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{269}\text{110} + 1n$	12,3	$4,5 \cdot 10^{-6}$	3,5	$5 \cdot 10^{-4}$	7 нб	$3,5_{-1,8}^{+2,7}$ нб
$^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{271}\text{110} + 1n$	10,7	$1 \cdot 10^{-5}$	3,4	$5 \cdot 10^{-4}$	17 нб	15_{-6}^{+9} нб
$^{70}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{277}\text{110} + 1n$	13,5	$7 \cdot 10^{-8}$	3,1	$5 \cdot 10^{-3}$	1,1 нб	—
$^{74}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{281}\text{110} + 1n$	15,0	$6 \cdot 10^{-8}$	3,0	$2 \cdot 10^{-2}$	3,6 нб	—
$^{78}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{284}\text{110} + 2n$	17,5	$2 \cdot 10^{-7}$	3,0	$6 \cdot 10^{-2}$	36 нб	—
$^{64}\text{Ni} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{272}\text{111} + 1n$	10,5	$2 \cdot 10^{-6}$	3,4	$6 \cdot 10^{-4}$	4,1 нб	$3,5_{-2,3}^{+4,6}$ нб
$^{68}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{275}\text{112} + 1n$	10,0	$2,5 \cdot 10^{-6}$	3,0	$3 \cdot 10^{-4}$	2,3 нб	$< 1,2$ нб
$^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{277}\text{112} + 1n$	9,8	$1 \cdot 10^{-6}$	3,0	$6 \cdot 10^{-4}$	1,8 нб	$0,5_{-0,4}^{+1,1}$ нб
$^{80}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{286}\text{112} + 2n$	15,7	$7 \cdot 10^{-9}$	2,6	$1 \cdot 10^{-1}$	1,8 нб	—
$^{68}\text{Zn} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{276}\text{113} + 1n$	9,6	$1 \cdot 10^{-6}$	2,9	$1 \cdot 10^{-4}$	290 фб	—
$^{70}\text{Zn} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{278}\text{113} + 1n$	10,6	$4 \cdot 10^{-7}$	2,9	$2 \cdot 10^{-4}$	232 фб	22_{-13}^{+20} фб
$^{74}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{281}\text{114} + 1n$	12,5	$2 \cdot 10^{-8}$	2,5	$2 \cdot 10^{-3}$	100 фб	—
$^{76}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{283}\text{114} + 1n$	12,4	$4 \cdot 10^{-9}$	2,5	$2 \cdot 10^{-2}$	200 фб	—
$^{78}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{285}\text{114} + 1n$	14,2	$5 \cdot 10^{-10}$	2,1	$2 \cdot 10^{-2}$	21 фб	—
$^{82}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{289}\text{114} + 2n$	16,3	$1 \cdot 10^{-9}$	2,0	$1 \cdot 10^{-1}$	200 фб	—
$^{84}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{291}\text{114} + 2n$	18,5	$2 \cdot 10^{-10}$	2,0	$2 \cdot 10^{-1}$	80 фб	—
$^{86}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{294}\text{114} + 2n$	20,4	$4 \cdot 10^{-10}$	2,0	$4 \cdot 10^{-2}$	32 фб	—
$^{82}\text{Se} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{289}\text{116} + 1n$	13,8	$4 \cdot 10^{-10}$	1,9	$2 \cdot 10^{-2}$	15 фб	—
$^{84}\text{Se} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{291}\text{116} + 1n$	14,6	$7 \cdot 10^{-10}$	1,8	$2 \cdot 10^{-2}$	25 фб	—
$^{86}\text{Se} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{293}\text{116} + 2n$	14,8	$1 \cdot 10^{-10}$	1,8	$6 \cdot 10^{-2}$	11 фб	—
$^{88}\text{Se} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{295}\text{116} + 2n$	15,0	$8 \cdot 10^{-11}$	1,8	$2 \cdot 10^{-2}$	2,9 фб	—
$^{90}\text{Se} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{297}\text{116} + 2n$	14,8	$1 \cdot 10^{-10}$	1,8	$2 \cdot 10^{-2}$	3,6 фб	—
$^{92}\text{Se} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{299}\text{116} + 2n$	20,2	$1,5 \cdot 10^{-10}$	1,8	$6 \cdot 10^{-3}$	1,7 фб	—
$^{84}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{291}\text{118} + 1n$	12,5	$5 \cdot 10^{-11}$	1,7	$2 \cdot 10^{-2}$	1,7 фб	—
$^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{293}\text{118} + 1n$	13,3	$1,5 \cdot 10^{-10}$	1,7	$2 \cdot 10^{-2}$	5,1 фб	—
$^{88}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{295}\text{118} + 1n$	12,0	$3 \cdot 10^{-11}$	1,7	$8 \cdot 10^{-2}$	4,1 фб	—
$^{90}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{297}\text{118} + 1n$	13,1	$1,5 \cdot 10^{-11}$	1,6	$5 \cdot 10^{-2}$	1,2 фб	—
$^{92}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{299}\text{118} + 1n$	12,4	$1,5 \cdot 10^{-11}$	1,6	$4 \cdot 10^{-2}$	1,0 фб	—

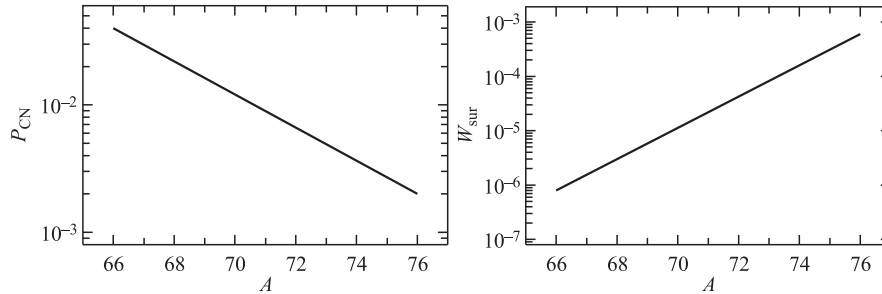


Рис. 49. Вероятности полного слияния (P_{CN}) и выживания (W_{sur}) как функции массового числа A налетающего ядра в реакциях ${}^A\text{Zn} + {}^{174}\text{Yb}$ при энергиях, соответствующих максимуму выхода испарительных остатков

3.1.3. Реакции холодного слияния. Оптимальные энергии возбуждения E_{CN}^* составного ядра для получения максимального сечения образования испарительных остатков σ_{ER} в реакциях холодного слияния со стабильными налетающими ядрами были впервые воспроизведены в модели ДЯС [88]. Позже феноменологическая модель [195] с упрощенным вычислением кулоновского барьера и малыми Γ_n/Γ_f , с которыми нельзя получить разумные характерные времена деления τ_f и нейтронной эмиссии τ_n , использовалась для описания экспериментальных данных по синтезу элементов с $Z \leq 112$. Например, с величинами Γ_n/Γ_f между 10^{-8} и 10^{-5} для $Z \geq 110$ в [195] τ_n должно составить приблизительно 10^{-12} – 10^{-15} с, что близко к характерным временам испускания гамма-квантов, если предположить обычное значение $\tau_f \approx 10^{-20}$ с при рассматриваемых энергиях возбуждения. Результаты модели ДЯС приведены в табл. 9 для различных реакций со свинцом и висмутом. Сечения образования испарительных остатков сравниваются с экспериментальными данными [29, 32]. На рис. 50, *a* и *б* показаны вероятности полного слияния и оптимальные энергии возбуждения составных ядер соответственно в реакциях ${}^{208}\text{Pb}$, ${}^{209}\text{Bi}({}^A\text{X}, 1n)$.

Величины оптимальной энергии возбуждения $E_{\text{CN}}^* = U(R_m, \eta_i) + B_{\text{fus}}^*$ вычислены с использованием теоретических значений Q из работы [196]. Они увеличиваются при $Z > 112$. Q -значения из работы [197] немного отличаются для $Z > 113$. Как и в случае реакций с упомянутыми выше тяжелыми ядрами, рассчитанные величины P_{CN} максимальны, когда число нейтронов в налетающем ядре равно магическому числу, например, в реакциях ${}^{82}\text{Ge} + {}^{208}\text{Pb}$, ${}^{84}\text{Se} + {}^{208}\text{Pb}$ и ${}^{86}\text{Kr} + {}^{208}\text{Pb}$. Уменьшение сечения холодного слияния на четыре порядка от $Z = 104$ к 112, главным образом, вызвано уменьшением P_{CN} из-за усиливающейся конкуренции между полным слиянием и квазиделением в ДЯС (см. рис. 50, *a*).

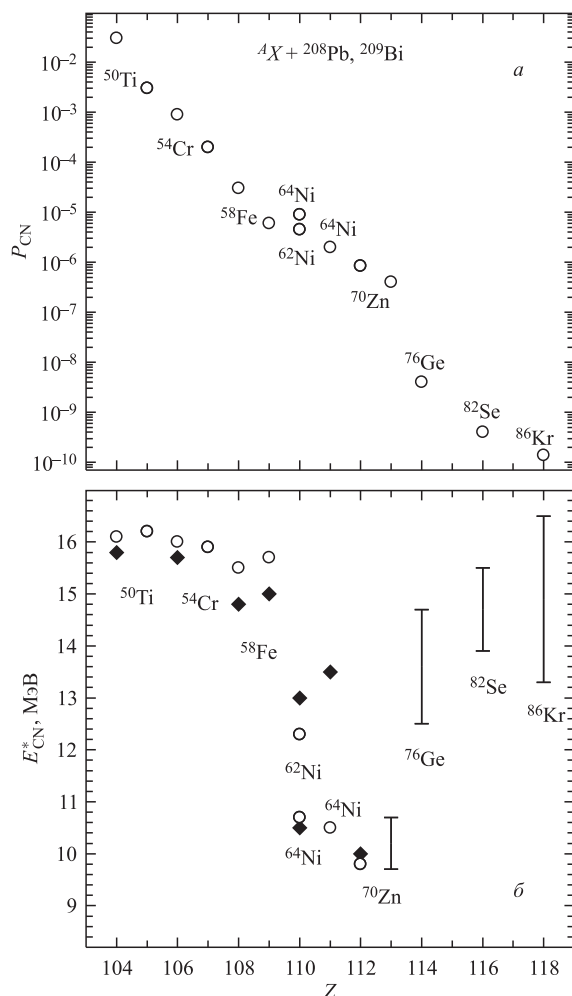


Рис. 50. *a*) Рассчитанные вероятности полного слияния P_{CN} в реакциях холодного слияния (HI, $1n$) для указанных налетающих ядер (кружки). Для составных ядер с $Z = 104-112$ расчеты выполнены со значениями Q из [196]. *б*) Оптимальные (соответствующие максимальным сечениям испарительных остатков) энергии возбуждения составных ядер. Для ядер с $Z = 113, 114, 116$ и 118 показан интервал, нижние и верхние границы которого соответствуют значениям Q из [196] и [197] соответственно. Экспериментальные данные [26, 29, 32] показаны ромбами

Для реакций $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{277}112 + 1n$ и $^{70}\text{Zn} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{278}113 + 1n$ сечение $\sigma_{ER} \approx 0,5$ пб [34] и 22 фб [51] соответственно, что находится на

пределе существующих экспериментальных возможностей измерения. Для реакций ${}^{74,76}\text{Ge} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^{281,283}\text{114} + 1n$ предсказаны значения σ_{ER} , которые меньше чем 0,2 пб. Величины σ_{ER} для $Z = 116$ и 118 элементов, которые можно получить в реакциях ${}^{84}\text{Se}$, ${}^{86}\text{Kr} + {}^{208}\text{Pb}$, имеют порядок 0,01 пб (табл. 9).

Значения W_{sur} в табл. 9 были вычислены с использованием теоретических данных [196]. Можно видеть, что характерные значения W_{sur} в $1n$ -канале составляют приблизительно 10^{-4} – 10^{-3} для ядер с $Z = 104$ – 113 и приблизительно 10^{-2} для ядер с $Z = 114$, 116 и 118 . Протонное магическое число 114, предсказанное в [100, 196, 197], приводит к увеличению W_{sur} . Большие W_{sur} для ядер ${}^{292}\text{114}$, ${}^{294}\text{116}$ и ${}^{296}\text{118}$ возникают вследствие того, что нейтронное число в этих ядрах равно теоретически предсказанному магическому числу $N = 178$ [196, 197]. Когда число нейтронов отклоняется от этого магического числа, W_{sur} уменьшаются. Вероятности выживания в реакциях ${}^{70}\text{Zn} + {}^{208}\text{Pb}$ и ${}^{74}\text{Ge} + {}^{208}\text{Pb}$ были вычислены с использованием данных [197], потому что с использованием данных [196] W_{sur} становятся нереалистично малыми (приблизительно на два порядка меньше, чем в соседних ядрах).

Используя оболочечные поправки и энергии связи нейтронов из [197] вместо [196], мы получили еще меньшие сечения σ_{ER} : 50, 5 и 0,8 фб для реакций с ${}^{76}\text{Ge}$, ${}^{82}\text{Se}$ и ${}^{86}\text{Kr}$ на ${}^{208}\text{Pb}$ соответственно. С использованием барьеров деления из работы [100] мы получаем еще меньшие значения σ_{ER} . Поскольку изменение параметров, используемых при вычислении σ_c и P_{CN} , приводит к незначительному изменению σ_{ER} , сечения в табл. 9 — оптимистичные оценки в модели ДЯС.

Попытка синтезировать элемент 118 в реакции холодного слияния ${}^{86}\text{Kr} + {}^{208}\text{Pb}$ была сделана в LBNL (Беркли), после которой было объявлено сечение $\sigma_{\text{ER}} = 2,2$ пб [198]. В последующем подобном эксперименте в GSI элемент 118 не был обнаружен и была дана оценка предела для $\sigma_{\text{ER}} < 1$ пб. Из расчетов по нашей модели следовало, что элемент 118 не мог быть получен в LBNL, поскольку сечение $\sigma_{\text{ER}} < 0,01$ пб. Позже выяснилось, что экспериментальные результаты по 118-му элементу в LBNL ошибочны. Таким образом, модель ДЯС оказалась единственной, которая указала на ошибочность результатов LBNL. Элемент 114 был синтезирован в реакциях горячего слияния ${}^{48}\text{Ca} + {}^{242,244}\text{Pu}$ в ЛЯР ОИЯИ. Первые оценки σ_{ER} для этих реакций были выполнены в модели ДЯС в [88]. Вычисленные функции возбуждения [16] в модели ДЯС были опубликованы раньше, чем появились экспериментальные данные, и оказались с ними в хорошем согласии [31].

Рассмотрим, будут ли сечения образования испарительных остатков в реакциях холодного слияния больше при использовании радиоактивных налетающих ядер. В реакциях на свинце с нейтронообогащенными налетающими ядрами ${}^{70,74,78}\text{Ni}$, ${}^{80}\text{Zn}$, ${}^{78-86}\text{Ge}$, ${}^{84-92}\text{Se}$ и ${}^{88-92}\text{Kr}$ внутренний барьер слия-

ния B_{fus}^* по массовой асимметрии изменяется между 12 и 22 МэВ. Для преодоления этого барьера у начальной ДЯС должна быть энергия возбуждения, приводящая после слияния к эмиссии одного или двух нейтронов из возбужденного составного ядра. Рассчитанные сечения для некоторых возможных реакций представлены в табл. 9. Реакции происходят при энергиях около кулоновского барьера, что приводит к максимальным сечениям испарительных остатков. В этих реакциях увеличение W_{sur} компенсируется уменьшением P_{CN} , и, следовательно, величина σ_{ER} зависит слабо от изотопического состава сталкивающихся ядер. Величины P_{CN} и W_{sur} в реакциях ${}^A\text{Ni} + {}^{208}\text{Pb}$ и ${}^A\text{Ge} + {}^{208}\text{Pb}$ представлены на рис. 51 как функции A . Вычисления в случае радиоактивных налетающих ядер были выполнены с теми же самыми параметрами, что и в случае стабильных ядер. Из-за эффектов деформации и энергий связи ядер в ДЯС зависимости P_{CN} от A могут иметь некоторые минимумы и максимумы. При столкновении сферических жестких ядер значение B_{fus}^* (P_{CN}) может быть меньше (больше) [92], чем при столкновении деформированных ядер.

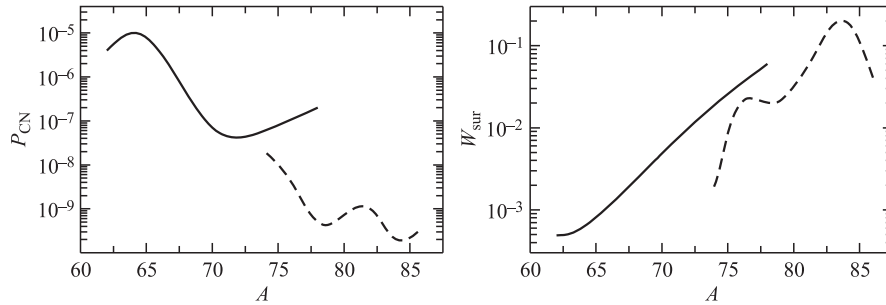


Рис. 51. То же, что и на рис. 49, но для реакций ${}^A\text{Ni} + {}^{208}\text{Pb}$ (сплошные линии) и ${}^A\text{Ge} + {}^{208}\text{Pb}$ (штриховые)

Выход элемента с $Z = 110$ ожидается больше в реакции ${}^{78}\text{Ni} + {}^{208}\text{Pb}$, чем в реакциях ${}^{62,64}\text{Ni} + {}^{208}\text{Pb}$. В реакциях ${}^{70,74}\text{Ni} + {}^{208}\text{Pb}$ вычисленные σ_{1n} близки к экспериментальному значению $\sigma_{1n} = 3,5_{-1,8}^{+2,7}$ пб в реакции ${}^{62}\text{Ni} + {}^{208}\text{Pb}$. В реакциях ${}^{70,74}\text{Ni} + {}^{208}\text{Pb}$ сечения σ_{2n} приблизительно в четыре раза меньше, чем σ_{1n} , из-за меньших значений σ_c и W_{sur} . Несмотря на большие W_{sur} в реакциях ${}^{84,86}\text{Ge} + {}^{208}\text{Pb}$, ${}^{86,88,90,92}\text{Se} + {}^{208}\text{Pb}$ и ${}^{88,90,92}\text{Kr} + {}^{208}\text{Pb}$, соответствующие σ_{ER} , как ожидается, будут меньше 0,1 пб из-за очень маленьких значений P_{CN} (табл. 9 и рис. 51).

Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Вычисления для всех реакций были выполнены с одним набором параметров и предположений. Изотопическая зависимость σ_{ER} , главным образом, определяется вероятностями слияния и выживания. В то время как W_{sur} увеличивается, величина P_{CN} может уменьшаться с увеличением

числа нейтронов в налетающем ядре. Из нашей модели следует, что интенсивные пучки нейтронообогащенных ядер будут полезны для получения тяжелых актинидов, например, Fm, как показано в табл. 9. В реакциях холодного слияния с нейтронообогащенными налетающими ядрами величины σ_{ER} сопоставимы с сечениями в реакциях со стабильными ядрами. Если интенсивность радиоактивных пучков меньше, чем интенсивность пучка стабильных ядер, то время облучения с радиоактивным пучком должно быть больше, чтобы достичь того же самого предела в сечении. Поскольку в сильно асимметричных реакциях с радиоактивными пучками вероятность слияния была бы больше в соответствии с нашей моделью, эти реакции могли бы быть более полезными в получении сверхтяжелых ядер, особенно их новых изотопов, за счет больших W_{sur} .

Несмотря на ожидаемые относительно маленькие выходы для сверхтяжелых ядер с большим числом нейтронов, большее время жизни этих ядер позволит осуществить детальное исследование их спектроскопических свойств. Время жизни молекулярных конфигураций типа ДЯС во входном канале может быть изучено с использованием пучков радиоактивных ядер. В реакциях с нейтронообогащенными ядрами нейтронная эмиссия может произойти из ДЯС помимо квазиделения, поскольку характерное время эмиссии становится сопоставимым с временем слияния. Этот процесс уменьшает энергию возбуждения ДЯС и вероятность слияния. Эффект нейтронной эмиссии из ДЯС является существенным для энергий больше, чем оптимальная энергия в $4n$ испарительном канале [199].

3.2. Изотопическая зависимость сечений в реакциях холодного слияния. Исследование зависимости сечения образования испарительного остатка σ_{ER} от изотопического состава сталкивающихся ядер представляется важным, поскольку сечение синтеза сверхтяжелых элементов непрерывно уменьшается с увеличением его атомного номера Z , и существующий экспериментальный предел для регистрации самых тяжелых элементов уже практически достигнут в последних экспериментах [29, 32, 34, 35, 38, 51]. Сечения получения ядер с $Z = 112$ и 113 в реакциях холодного слияния с ^{208}Pb и ^{209}Bi меньше 1 пб, а ядер с $Z = 114$ – 118 в реакциях горячего слияния с ядром-снарядом ^{48}Ca и актинидными мишенями — 0,5–8 пб [38, 46, 52]. Важным результатом при синтезе элемента с $Z = 110$ в реакциях холодного слияния было повышение сечения от 3,5 до 15 пб при замене пучка ^{62}Ni на пучок ^{64}Ni [29]. Это вселило надежду, что сечения могут уменьшаться менее резко при использовании нейтронообогащенных ядер. Но более поздние эксперименты с реакциями $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}, ^{209}\text{Bi}$ показали, что больший изоспин в налетающем ядре ^{70}Zn не приводит к увеличению выхода элементов с $Z = 112$ и 113 [32]. С теоретической точки зрения в нашей работе [89] было показано, что сечения образования испарительных остатков в реакциях холодного слияния со стабильными и нейтронообогащенными налетающими ядрами сопоставимы.

Причиной этого является следующее: в то время как вероятность выживания составного ядра увеличивается, вероятность слияния уменьшается с увеличением числа нейтронов в ядре-снаряде. Поэтому мы должны пересмотреть устоявшееся мнение, что большой нейтронный избыток в ядре-мишени или в ядре-снаряде приводит к большим сечениям образования ядер с $Z > 111$. Действительно, это мнение возникает, если в качестве решающего фактора, влияющего на σ_{ER} , рассматривается лишь вероятность выживания составного ядра по отношению к делению, а вероятность формирования составного ядра игнорируется.

Вероятность выживания в $1n$ испарительном канале вычисляется в соответствии с [9, 59, 89, 91]

$$W_{\text{sur}}(E_{\text{CN}}^*) = P_{1n}(E_{\text{CN}}^*) \frac{\Gamma_n(E_{\text{CN}}^*)}{\Gamma_n(E_{\text{CN}}^*) + \Gamma_f(E_{\text{CN}}^*)}. \quad (131)$$

Здесь P_{1n} — вероятность реализации $1n$ -канала при энергии возбуждения $E_{\text{CN}}^* = E_{\text{cm}} + Q$ составного ядра [90]; Γ_n и Γ_f — парциальные ширины для эмиссии нейтронов и деления [59] соответственно. В расчетах W_{sur} использовались микроскопические поправки из работы [196] в качестве величин барьеров деления. Энергии связи нейтронов B_n также брались из [196]. Чтобы вычислить $W_{\text{sur}}(E_{\text{cm}}, J = 0)$, можно использовать следующее простое выражение для Γ_n/Γ_f [4, 145]:

$$\frac{\Gamma_n(E_{\text{CN}}^*)}{\Gamma_f(E_{\text{CN}}^*)} = \frac{4A^{2/3}a_f(E_{\text{CN}}^* - B_n)}{ka_n(2[a_f(E_{\text{CN}}^* - B_n)]^{1/2} - 1)} \times \\ \times \exp(2a_n^{1/2}(E_{\text{CN}}^* - B_n)^{1/2} - 2a_f^{1/2}(E_{\text{CN}}^* - B_f)^{1/2}), \quad (132)$$

где $k = 9,8$ МэВ. В п. 3.2 отношение параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах равно единице: $a_f = a_n = a = A/12$. Поскольку барьер деления B_f составного ядра определяется оболочечными поправками, его значение зависит от энергии возбуждения E_{CN}^* как $B_f = B_f(E_{\text{CN}}^* = 0) \exp[-E_{\text{CN}}^*/E_D]$, где $E_D = 0,5A^{4/3}/a$ МэВ — параметр затухания оболочечных эффектов. Для нечетно-четных ядер нечетно-четные эффекты учитывались с помощью следующих замен: $E_{\text{CN}}^* - B_f \rightarrow E_{\text{CN}}^* - (B_f(E_{\text{CN}}^* = 0) + \delta) \exp[-E_{\text{CN}}^*/E_D] + \delta$ и $E_{\text{CN}}^* - B_n \rightarrow E_{\text{CN}}^* - B_n - \delta$ в выражении (132) ($\delta = 11/A^{1/2}$ — парная энергия) [90]. Здесь учтено, что микроскопические поправки включают парную энергию, а барьеры деления определяются лишь оболочечными поправками. Данный эффект рассмотрен относительно четно-четного ядра.

Поскольку энергии возбуждения составного ядра составляют приблизительно 10–15 МэВ и 30–45 МэВ для реакций холодного и горячего синтеза соответственно, относительная роль вероятности выживания W_{sur} в вычислении сечений образования испарительных остатков σ_{ER} для холодного слияния

меньше, чем для горячего. За счет меньшей массовой асимметрии во входном канале вероятности слияния $P_{CN} = 10^{-9} - 10^{-5}$ в рассмотренных реакциях холодного синтеза на 4–5 порядков меньше, чем в реакциях горячего синтеза, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер с теми же атомными номерами Z .

В реакциях на свинце с нейтроноизбыточными налетающими ядрами увеличение W_{sur} с ростом числа нейтронов компенсируется уменьшением P_{CN} и, таким образом, изотопическая зависимость σ_{ER} довольно слабая. Здесь мы показываем, что существуют комбинации стабильных сталкивающихся ядер, в которых произведение $P_{CN}W_{sur}$ становится больше при небольшом уменьшении числа нейтронов.

Рассчитанные функции возбуждения $\sigma_{1n}(E_{CN}^*)$ показаны на рис. 52 для реакций ^{64}Ni , $^{67,68,70}\text{Zn}$, $^{73,76}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$. Согласие с существующими экспериментальными данными довольно хорошее. Вычисления для всех реакций выполнены с одним и тем же набором параметров и предположений.

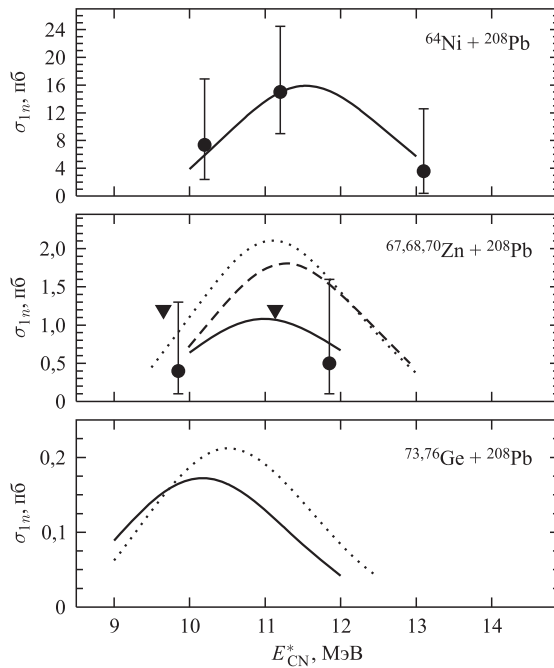


Рис. 52. Рассчитанные функции возбуждения для $1n$ -канала реакций слияния ^{64}Ni (сплошная линия), $^{67,68,70}\text{Zn}$ (пунктирная, штриховая и сплошная линии соответственно), $^{73,76}\text{Ge}$ (пунктирная и сплошная линии соответственно) + ^{208}Pb . Экспериментальные данные для реакций ^{64}Ni , $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ и верхние пределы для реакции $^{68}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ показаны кружками с обозначением ошибок и треугольниками соответственно [29]

Предполагаемая погрешность наших вычислений σ_{ER} находится в пределах фактора 2. Однако следует отметить, что точность относительных значений сечений выше. Полученные σ_{1n} для реакций $^{62,64}\text{Ni}$, $^{68,70}\text{Zn}$, $^{74,76}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$ немного отличаются от приведенных в [88], потому что в данных вычислениях определение оптимальных энергий возбуждения проведено более точно и для вычисления E_D использовался фактор 0,5 вместо 0,4 в [88] для лучшего согласия с последними экспериментальными данными по холодному синтезу ядер с $Z = 110$ и 112.

Рассчитанные максимальные сечения образования испарительных остатков σ_{1n} и соответствующие оптимальные энергии возбуждения составных ядер в канале испарения $1n$ представлены на рис. 53–55 как функции атомной массы A налетающего ядра для реакций ^ANi , ^AZn , $^A\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$. Выход элемента с $Z = 110$ больше в реакции $^{64}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, чем в реакциях $^{58-62}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$, из-за большей величины W_{sur} . Уменьшение W_{sur} при переходе от ^{272}Ds к ^{268}Ds не компенсируется увеличением вероятности слияния P_{CN} . Для реакций с $^{58,59}\text{Ni}$ увеличение P_{CN} приводит к большим σ_{1n} , чем в реакциях с $^{60,61}\text{Ni}$. Сечения в реакциях $^{64}\text{Ni} + ^{207,208}\text{Pb}$ сравнимы, поскольку произведения $P_{\text{CN}}W_{\text{sur}}$ практически совпадают.

Результаты расчетов показывают (табл. 9), что выходы ядер с $Z = 112$ и 114 в реакциях холодного слияния не растут сильно с увеличением изо-спина в ядре-снаряде. Однако можно ожидать довольно больших сечений в реакциях с $^{67,68}\text{Zn}$ и ^{73}Ge (рис. 54 и 55). Этот эффект более нагляден для Zn, чем для Ge, потому что абсолютная величина оболочечной поправки и, соответственно, барьера деления для изотопов Sn немного увеличивается с уменьшением массового числа от $A = 278$ к $A = 274$ из-за деформированной подоболочки $N = 162$ [196]. При использовании данных [196] поведение оболочечной поправки для изотопов 114-го элемента противоположно из-за более сильного оболочечного эффекта при $N = 184$, чем при $N = 162$. В пределах рассмотренных интервалов A значение P_{CN} становится больше с уменьшением A в большинстве случаев. Несмотря на учет нечетно-четного эффекта, большие P_{1n} , большие барьеры деления и меньшие энергии связи нейтрона приводят к большим W_{sur} для нечетных ядер ^{275}Sn и ^{281}Fl по сравнению с соседними четно-четными ядрами (см. рис. 54 и 55). Это обеспечивает более высокие сечения для реакций с ^{67}Zn (^{73}Ge), чем для реакций с $^{66,68}\text{Zn}$ ($^{74,72}\text{Ge}$). Выигрыш в вероятности слияния P_{CN} в реакции $^{66}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ ($^{72}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$) по сравнению с реакцией $^{68}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$ ($^{74}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$) меньше, чем проигрыш в W_{sur} . Дальнейшее уменьшение A приводит к очень малым W_{sur} и, соответственно, меньшим σ_{ER} .

Используя другие таблицы масс ядер [197, 200] для вычислений P_{CN} и W_{sur} , мы установили, что для синтеза элемента с $Z = 114$ (рис. 56) реакции холодного слияния с меньшим числом нейтронов предпочтительней. Этот эффект лучше заметен в расчетах с предсказаниями ядерных свойств сверх-

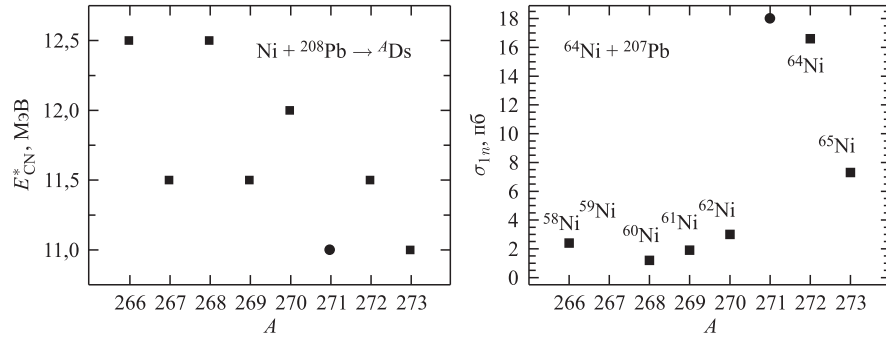


Рис. 53. Рассчитанные на основе предсказаний [196] максимальные сечения образования испарительных остатков в $1n$ -канале (справа) при соответствующих энергиях возбуждения составных ядер (слева) для реакций $Ni + {}^{208}Pb \rightarrow {}^A Ds$ (квадраты). Ядра-снаряды указаны. Результаты для реакции ${}^{64}Ni + {}^{207}Pb \rightarrow {}^{271}Ds$ показаны кружками

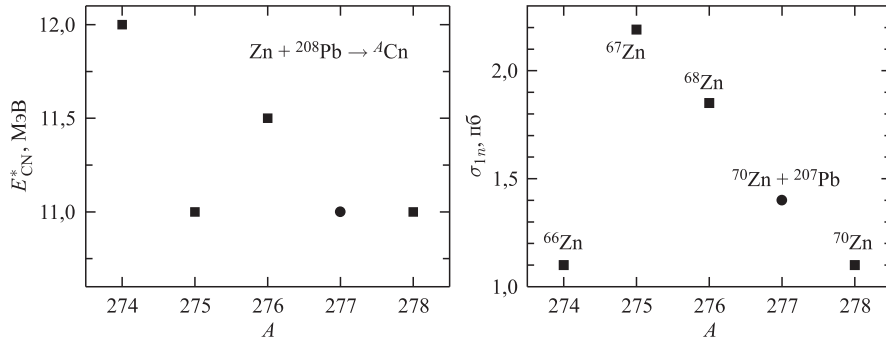


Рис. 54. То же, что и на рис.53, но для реакций $Zn + {}^{208}Pb \rightarrow {}^A Cn$ и ${}^{68}Zn + {}^{207}Pb \rightarrow {}^{275}Cn$

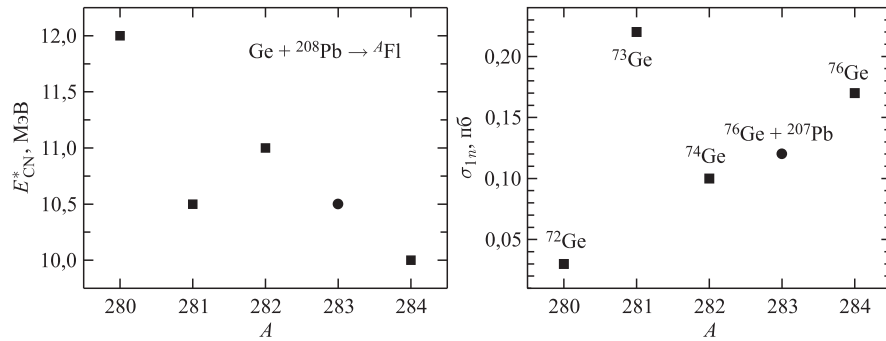


Рис. 55. То же, что и на рис.53, но для реакций $Ge + {}^{208}Pb \rightarrow {}^A Fl$ и ${}^{76}Ge + {}^{207}Pb \rightarrow {}^{283}Fl$

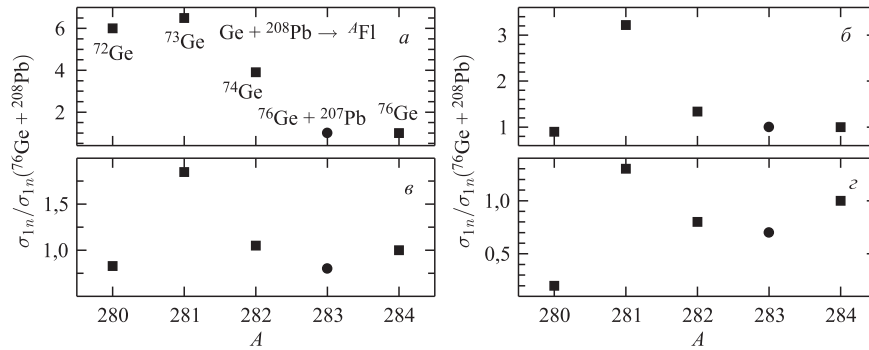


Рис. 56. Рассчитанные отношения максимумов сечений в реакциях $\text{Ge} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^A\text{Fl}$ и ${}^{76}\text{Ge} + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow {}^{284}\text{Fl}$. Результаты, полученные с предсказаниями [200] (а), дроблетной модели [197] (б), жидкокапельной модели [197] (в) и модели [196] (з)

тяжелых ядер из работы [200], где отрицательные оболочечные поправки немного уменьшаются с уменьшением массового числа 114-го элемента, как и в случае 112-го элемента, из-за приближения к $N = 162$. Отметим, что эксперименты [28] доказали существование деформированной оболочки при $N = 162$ и $Z = 108$, предсказанной в микроскопическо-макроскопическом подходе [100]. При использовании различных массовых таблиц мы получаем фактически одинаковые сечения для элементов 110 и 112. Для изотопов 114-го элемента сечения более чем в 10 раз меньше в расчетах с данными [197, 200], чем с данными [196]. Получить то же самое сечение $\sigma_{1n} \approx 0,2$ пб для элемента ${}^{283}\text{Fl}$, что и в расчетах с данными [196], можно, если взять параметр плотности уровней $a = A/14 \text{ МэВ}^{-1}$ при использовании предсказаний дроблетной модели [197] и $a = A/21 \text{ МэВ}^{-1}$ при использовании предсказаний модели [200] и жидкокапельной модели [197]. Результаты, представленные на рис. 56, были получены при расчетах с этими параметрами плотности уровней. Однако отношение между выходами различных изотопов не чувствительно к изменению a_n во всех случаях. В настоящее время трудно отдать предпочтение какой-либо одной таблице масс ядер из-за нехватки экспериментальной информации.

Предположение об увеличении сечения образования 112-го элемента при уменьшении изоспина налетающего ядра Zn было сделано в работе [29]. Была предпринята экспериментальная попытка проверить этот эффект в реакции ${}^{68}\text{Zn} + {}^{208}\text{Pb}$ [29, 32]. Однако 112-й элемент не наблюдался на уровне сечения 1,2 пб. Возможно, что функция возбуждения для канала $1n$ более узкая или реальная энергия пучка не соответствовала ее максимуму (рис. 52).

Вероятности слияния и выживания, от произведения которых зависят сечения образования испарительных остатков, чувствительны к числу нейтро-

нов в ядре-снаряде. Для получения элементов с $Z = 112$ и 114 определенные реакции холодного слияния с меньшим числом нейтронов предпочтительней, чем реакции с большим числом нейтронов в ядре-снаряде. Оптимальные энергии возбуждения и комбинации из сталкивающихся ядер, такие как $^{67,68}\text{Zn}$, $^{73,74}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$, впервые предложены нами для будущих экспериментов. Систематическое экспериментальное исследование этих реакций необходимо для понимания роли подболочки $N = 162$ для ядер с $Z > 110$. Предложено использовать $^{67,68}\text{Zn}$ и $^{73,74}\text{Ge}$ в качестве ядер-снарядов и мишени ^{209}Bi для синтеза элементов 113 и 115 соответственно.

3.3. Изотопические зависимости сечений в реакциях горячего слияния. Основным фактором, препятствующим образованию составного ядра в реакциях горячего слияния, является эволюция ДЯС в направлении меньшей асимметрии и распад из более симметричных конфигураций. В этих реакциях начальная ДЯС находится в локальном минимуме управляющего потенциала и движению системы к меньшим η мешает барьер $B_{\eta_{\text{sym}}}$. Поэтому скорость потока квазиделения определяется суммой скоростей потоков через барьер B_{qf} по R начальной ДЯС и барьер $B_{\eta_{\text{sym}}}$ по η . Для реакций холодного синтеза распад ДЯС, главным образом, происходит из начальной конфигурации, поскольку B_{qf} намного меньше, чем $B_{\eta_{\text{sym}}}$, в отличие от случая реакций горячего синтеза.

Рассчитанные сечения образования испарительных остатков в максимумах функций возбуждения и соответствующие энергии возбуждения составных ядер в каналах испарения $4n$ и $3n$ вместе с Q -значениями представлены на рис. 57–60 для реакций $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Ra}$, ^ATh , ^AU , ^ACm и ^ACf . В расчетах использованы предсказания B_f , B_n , Q из работы [196], $a_f/a_n = 1,07$ ($a_n = a = A/12$) и $E_D = 25$ МэВ. Значение P_{CN} становится больше с уменьшением A в большинстве случаев. В этих реакциях Q и, соответственно, E_{CN}^* увеличиваются с ростом A в рассмотренном интервале. В результате с уменьшением A значение W_{sur} становится больше, поскольку энергия возбуждения приближается к величине, при которой P_{3n} в формуле для W_{sur} максимально. Однако это происходит лишь в малом интервале A . Дальнейшее уменьшение A приводит к меньшим W_{sur} и σ_{ER} . Несмотря на учет нечетно-четного эффекта при расчете W_{sur} , большие P_{3n} и барьеры деления и меньшая энергия связи нейтрона дают большее W_{sur} в реакциях с нечетными ядрами $^{243,245}\text{Cm}$ по сравнению с соседними четно-четными ядрами (см. рис. 59). В реакциях $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Cf}$ предсказано большее сечение для ^{248}Cf из-за увеличения P_{CN} и для ^{252}Cf из-за увеличения W_{sur} . В последнем случае P_{CN} также растет из-за приближения числа нейтронов к магическому числу $N = 184$ в тяжелом ядре ДЯС на внутреннем барьере слияния по η , что немного понижает B_{fus}^* . Для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{257}\text{Fm} \rightarrow ^{302}120 + 3n$ мы получаем $\sigma_{\text{ER}} = 0,003$ пб при $E_{\text{CN}}^* = 30$ МэВ.

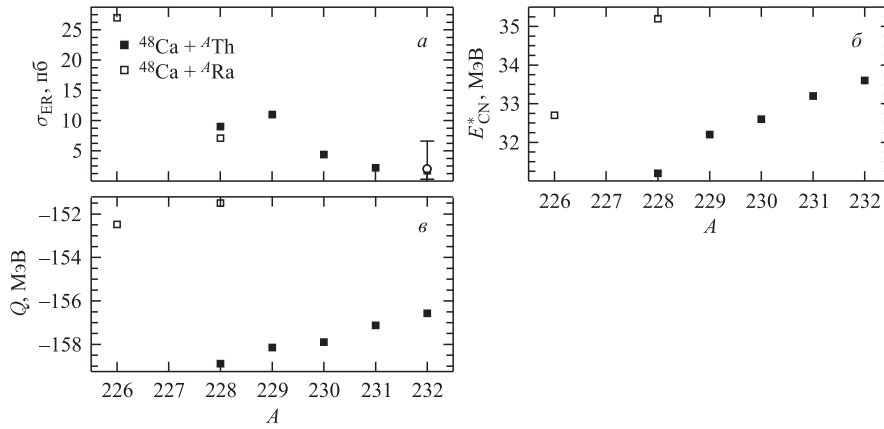


Рис. 57. Рассчитанные на основе предсказаний [196] максимальные сечения образования испарительных остатков в канале $3n$ (а) при соответствующих энергиях возбуждения составного ядра (б) и значения Q (в) для реакций слияния $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Th}$ (темные квадраты) и $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Ra}$ (светлые квадраты). Экспериментальное сечение в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{232}\text{Th} \rightarrow ^{277}\text{Ds} + 3n$ [38] показано светлым кружком

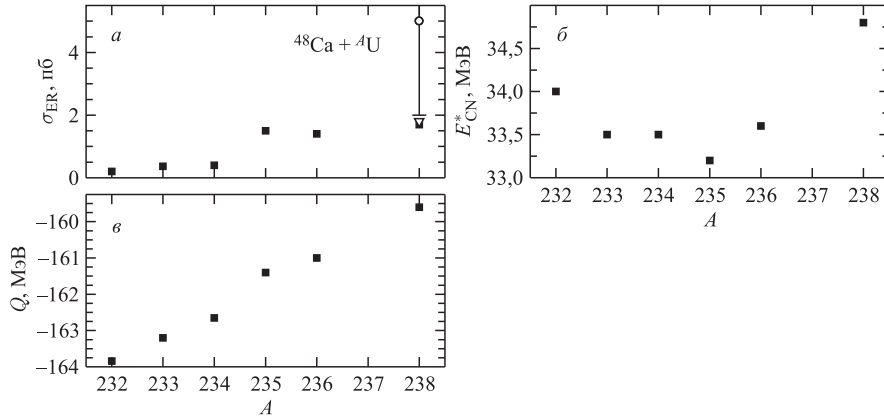


Рис. 58. То же, что и на рис. 57, но для реакций $^{48}\text{Ca} + ^A\text{U}$. Экспериментальное сечение для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{283}\text{Cn} + 3n$ ($E_{\text{CN}}^* \approx 33$ МэВ) [38] показано светлым кружком. Верхний предел сечения [201] для этой реакции показан светлым треугольником

Доступные на момент расчетов экспериментальные данные [38] описывались достаточно хорошо, что позволило надеяться на правильные предсказания. Вычисленное значение $\sigma_{4n} = 1$ пб для 114-го элемента [16] было предсказано до эксперимента. Предполагаемая погрешность наших вычислений σ_{ER} находится в пределах фактора 2–4. Погрешность в определении B_{fus}^*

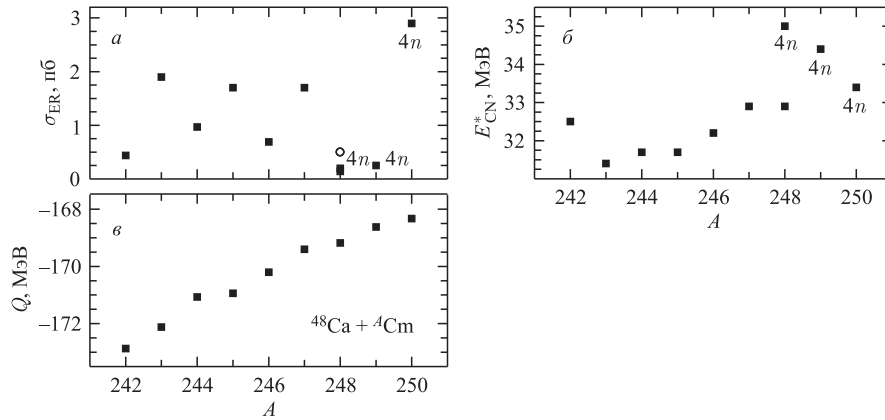


Рис. 59. То же, что и на рис. 57, но для реакций $^{48}\text{Ca} + {}^A\text{Cm}$. Отмечены максимальные сечения образования испарительных остатков в канале $4n$. Экспериментальные сечения в реакции $^{48}\text{Ca} + {}^{248}\text{Cm} \rightarrow {}^{292}\text{Lv} + 4n$ при $E_{\text{CN}}^* = 33,5$ МэВ (светлый кружок) и при $E_{\text{CN}}^* = 38,9$ МэВ $\sigma_{4n} = 3,3^{+2,5}_{-1,4}$ пб [38]

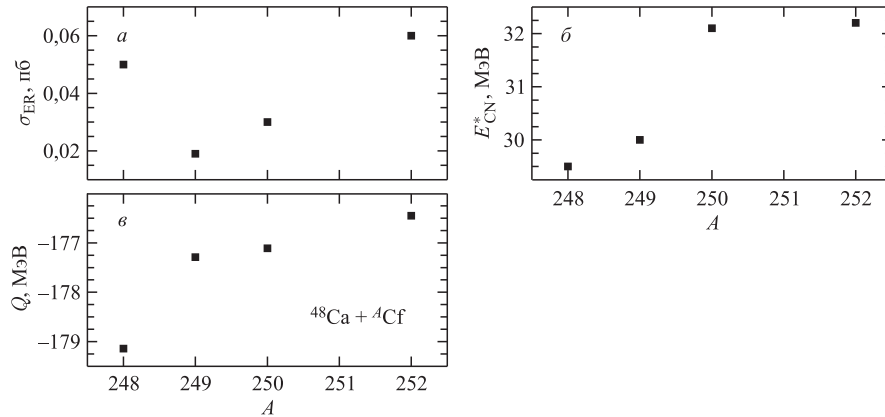


Рис. 60. То же, что и на рис. 57, но для реакций $^{48}\text{Ca} + {}^A\text{Cf}$. Экспериментальные сечения в реакции $^{48}\text{Ca} + {}^{249}\text{Cf} \rightarrow {}^{297}\text{Lv} + 3n$ при $E_{\text{CN}}^* = 32,1-36,6$ МэВ (светлый кружок) и $\sigma_{3n} = 0,3^{+1}_{-0,27}$ пб при $E_{\text{CN}}^* = 31$ МэВ [38]

ведет к погрешности в пределах множителя 2 при вычислении σ_{ER} . Поскольку вычисления для всех реакций выполнены с одними и теми же параметрами и предположениями, точность предсказания изотопических тенденций (или относительных величин сечений) довольно высокая. Экспериментальное сечение в реакции $^{48}\text{Ca} + {}^{226}\text{Ra} \rightarrow {}^{274}\text{Hs} + 4n$ $\sigma_{4n} = 16^{+13}_{-7}$ пб [53] близко к нашему предсказанию на рис. 57.

До сих пор в наших вычислениях использовались свойства ядер с $Z \geq 102$, предсказанные в [196]. Энергии связи этих ядер также необходимы для вычисления потенциальной энергии ДЯС как функции массовой асимметрии и определения P_{CN} . Величина σ_{ER} зависит через W_{sur} от Q -значения, барьера деления, энергии отделения нейтрона, параметров плотности состояний a_f , a_n и E_D . Только анализ всех этих факторов для каждого набора предсказанных свойств сверхтяжелых ядер позволяет нам определить, как велика неопределенность в найденной изотопической зависимости из-за выбора массовой таблицы. Чтобы рассмотреть xn испарительные каналы, необходим вышеприведенный набор предсказанных ядерных свойств. В расчетах использованы разные наборы из работ [148, 196, 197].

Сечения образования испарительных остатков в максимумах функций возбуждения, вычисленные с предсказаниями [148, 197], представлены на рис. 61 для реакций $^{48}\text{Ca} + {}^A\text{Th}$, ${}^A\text{U}$. Видны почти те же изотопические тенденции, что и на рис. 57–60. В большинстве случаев величины σ_{ER} , рассчитанные с предсказаниями [148, 197], отличаются в 1–3 раза от σ_{ER} , рассчитанных с предсказаниями [196]. Это различие не превышает точности существующих экспериментальных измерений и находится в пределах предполагаемой погрешности наших вычислений. Для реакции $^{48}\text{Ca} + {}^{249}\text{Cf}$ сечение, рассчитанное с предсказаниями [197], приблизительно в шесть раз больше, чем сечение, представленное на рис. 60. Главная причина этого — значительная разница между B_n (рис. 62), которая ведет к большему W_{sur} при использовании предсказаний [197]. При использовании предсказаний [148, 197] реакция $^{48}\text{Ca} + {}^{249}\text{Cf}$ выглядит немного предпочтительнее для синтеза 118-го элемента, чем реакция $^{48}\text{Ca} + {}^{248}\text{Cf}$ (см. рис. 60). Для реакции $^{48}\text{Ca} + {}^{257}\text{Fm} \rightarrow {}^{302}120 + 3n$ с предсказаниями [148] мы получили большее сечение $\sigma_{ER} = 0,016$ пб при $E_{CN}^* = 30$ МэВ из-за меньших B_n .

Предсказания [197] в основном приводят к $B_f = |E_{shell}|$ меньшим до 1,5 МэВ, чем B_f , предсказанные в [196] (рис. 62), и к P_{CN} до двух раз большим. Поскольку отношение a_f/a_n связано с изменением ядерной

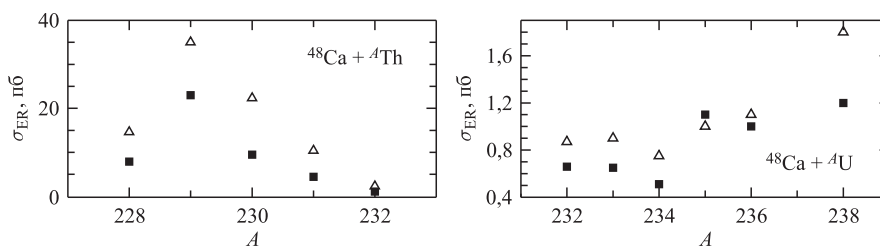


Рис. 61. Максимумы функций возбуждения в канале $3n$ для реакций $^{48}\text{Ca} + {}^A\text{Th}$, ${}^A\text{U}$, рассчитанные с предсказаниями [197] (квадраты) и предсказаниями [148] (треугольники)

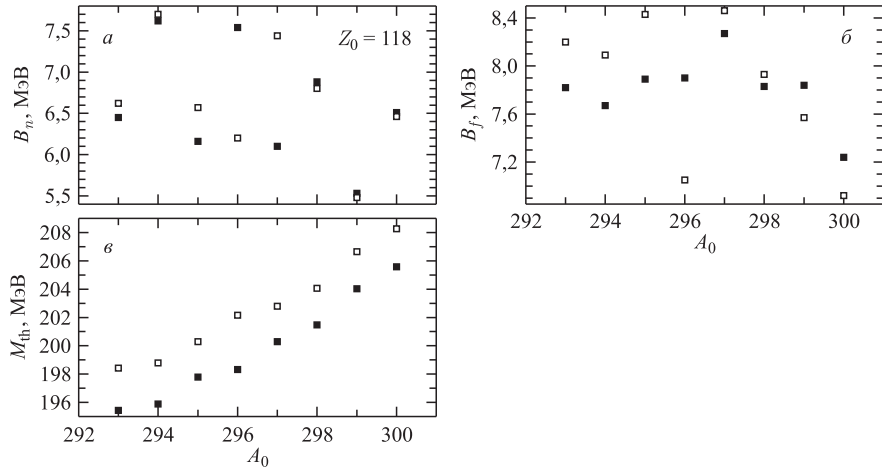


Рис. 62. Сравнение изотопических зависимостей энергии отделения нейтрона (а), барьера деления (б) и дефекта масс (в), предсказанных в [197] (темные квадраты) и [196] (светлые квадраты) для ядер с $Z_0 = 118$

структуры от основного состояния до седловой точки [145], меньшее значение $|E_{shell}|$ требует немного меньшего a_f/a_n . Мы выбрали $a_f/a_n = 1,045$ для вычислений W_{sur} с предсказаниями [148, 197], которые дают одинаковые барьеры деления, но различные B_n . С этим a_f/a_n рассчитанное σ_{ER} для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ близко к значению σ_{ER} , полученному с предсказаниями [196]. Другие параметры для статистического вычисления W_{sur} не изменялись. Несмотря на небольшую разницу между предсказанными B_f в [196, 197] для ядра $^{297}118$, ожидаемые значения B_n различаются приблизительно на 1,5 МэВ (рис. 62). Различие между предсказанными дефектами масс приводит к различию между энергиями возбуждения составных ядер.

Работы [148, 196, 197] дают нам значения микроскопических поправок, массы и энергии отделения нейтрона в основных состояниях ядер. Мы надеемся, что в дополнение к этим данным скоро появятся предсказания, полученные более современными самосогласованными методами.

Из результатов наших расчетов следует, что можно ожидать довольно больших сечений, несколько пикобарн, в реакциях с пучками ^{48}Ca на актинидных мишенях ^{229}Th , $^{235,236}\text{U}$, $^{240-242}\text{Pu}$, $^{243,245,247,250}\text{Cm}$. Расчеты на основе предсказаний [196] ([148, 197]) показывают, что реакции с $^{248,252}\text{Cf}$ ($^{248,249}\text{Cf}$) оптимальны для получения 118-го элемента. Важным результатом является то, что в реакциях горячего слияния актиниды с меньшим нейтронным числом (в определенном узком интервале) могут приводить к большим сечениям.

Из рис. 63–65 видно, что реакции с меньшим числом нейтронов в мишени в определенных интервалах A выглядят предпочтительней для получения сверхтяжелых ядер. Значение P_{CN} становится больше с уменьшением A в большинстве рассмотренных случаев. В этих реакциях значение Q и, соответственно, E_{CN}^* уменьшаются с уменьшением A в рассмотренных интервалах значений.

Из результатов наших расчетов, представленных на рис. 64 и 65, следует, что можно ожидать довольно большие сечения в реакциях слияния ^{48}Ca с мишенями ^{236}Np , ^{242}Am и ^{248}Bk для получения нечетных ядер с зарядовыми числами 113, 115 и 117 соответственно. В недавних экспериментах [45] 117-й элемент был получен с сечением около 1 пб в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$, что в пределах неопределенности расчета согласуется с на-

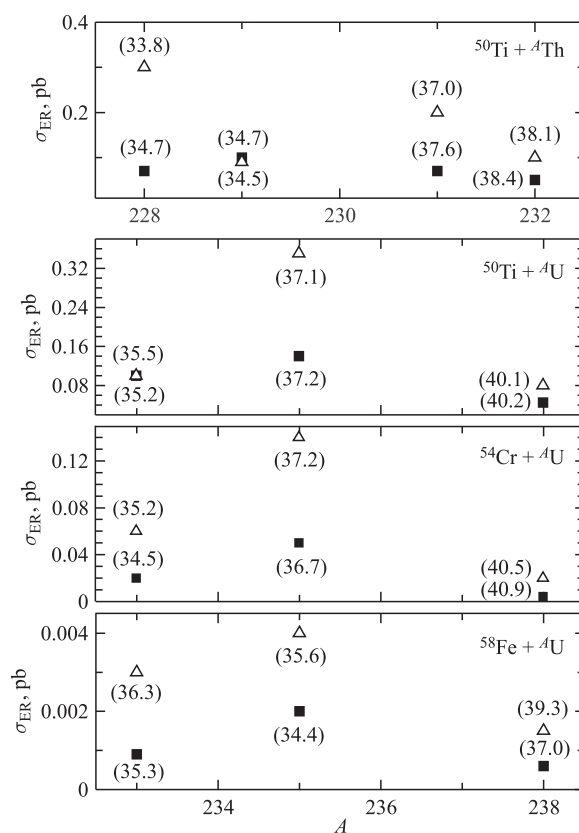


Рис. 63. Рассчитанные максимумы функций возбуждения при указанных в скобках энергиях возбуждения для реакций $^{50}\text{Ti} + ^A\text{Th}$, ^AU и ^{54}Cr , $^{58}\text{Fe} + ^A\text{U}$. Результаты с предсказаниями [196] и [148] показаны квадратами и треугольниками соответственно

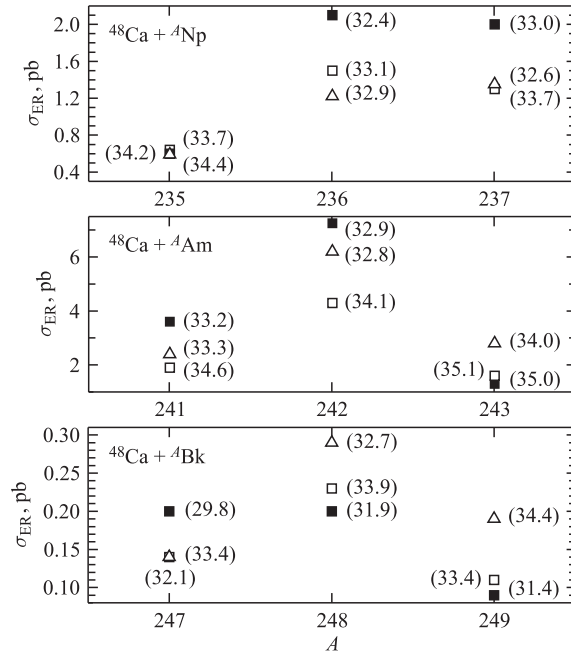


Рис. 64. Рассчитанные максимумы функций возбуждения при указанных в скобках энергиях возбуждения для реакций $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Np}$, $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Am}$, $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Bk}$. Результаты с предсказаниями [196], [197], [148] показаны темными квадратами, светлыми квадратами и треугольниками соответственно

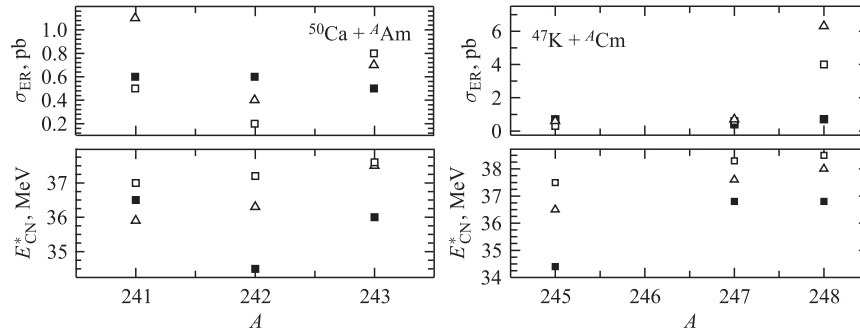


Рис. 65. То же, что и на рис. 64, но для реакций $^{50}\text{Ca} + ^A\text{Am}$ и $^{47}\text{K} + ^A\text{Cm}$

шими предсказаниями. Из экспериментальных данных следует, что сечение образования 117-го элемента приблизительно в четыре раза меньше, чем σ_{ER} для 114-го, что близко к фактору 5, полученному в расчетах по модели ДЯС. Для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{227}\text{As}$, ^{231}Pa и $^{252,254}\text{Es}$, ведущих к образованию элемен-

тов 109, 111 и 119, мы получили $\sigma_{ER} = 7,9/10,2/25,7$ пб, $1,0/2,2/4,4$ пб, $0,006/0,018/0,013$ пб и $0,01/0,015/0,02$ пб при $E_{CN}^* = 32,3/33,3/32,5$ МэВ, $31,7/32,4/31,3$ МэВ, $29,8/30,8/30,4$ МэВ и $28,2/31,0/29,9$ МэВ соответственно, используя массовые таблицы [196]/[197]/[148].

Радиоактивные пучки ^{47}K и ^{46}Ar с высокой интенсивностью будут, вероятно, получены в ближайшем будущем. В реакциях с актинидами использование нейтронообогащенных налетающих ядер ^{47}K и ^{50}Ca приводит к значениям σ_{ER} , сопоставимым с сечениями для реакций с ^{48}Ca (рис. 65). Однако с этими снарядами можно синтезировать новые изотопы сверхтяжелых ядер с числом нейтронов, близким к $N = 184$. Для реакции $^{46}\text{Ar} + ^{248}\text{Cm}$ мы получили $\sigma_{ER} = 9$ пб при $E_{CN}^* = 38$ МэВ, используя предсказания [196].

Реакции $^{48}\text{Ca} + ^{236}\text{Np}$, ^{242}Am , ^{248}Bk оказываются самыми благоприятными для получения нечетных сверхтяжелых ядер с $Z = 113, 115$ и 117 . Впервые показано, что реакции с актинидными мишенями и пучками стабильных ядер, более тяжелых, чем ^{50}Ti , приводят к очень малым выходам сверхтяжелых ядер. Новые изотопы сверхтяжелых ядер с $Z = 110, 112, 114$ и 115 могли бы быть синтезированы в реакциях $^{40,42}\text{Ar}, ^{50}\text{Ti} + ^{238}\text{U}$, $^{50}\text{Ti} + ^{228,229,231}\text{Th}$, ^{235}U и $^{46}\text{Ar}, ^{47}\text{K} + ^{248}\text{Cm}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре предложена и обоснована модель двойной ядерной системы для описания процесса слияния и реакций глубоконеупругих передач, разработана схема расчета сечений испарительных остатков, учитывающая конкуренцию между полным слиянием и квазиделением. На ее основе были описаны реакции полного слияния, ведущие к синтезу тяжелых и сверхтяжелых элементов.

На основе двухцентровой оболочечной модели продемонстрировано, что переход из диабатического режима в адиабатический происходит медленнее, чем процесс квазиделения. Сравнение расчетных энергетических порогов реакций полного слияния в возможных каналах слияния позволяет говорить об эволюции ДЯС к составному ядру из-за тепловых флуктуаций лишь по массовой асимметрии. Таким образом, процесс полного слияния является диффузионным процессом и происходит по коллективной координате массовой асимметрии. Основным конкурентом данного процесса является диффузионный процесс квазиделения.

Предложена схема расчета сечений образования испарительных остатков. Эти сечения зависят от произведения вероятности слияния и выживаемости составного ядра. Модель ДЯС позволила впервые объяснить падение сечения образования испарительных остатков с ростом произведения зарядов сталкивающихся ядер и предсказать оптимальные энергии возбуждения тяжелых составных ядер. Модель позволила впервые описать экспериментальные

данные по холодному и горячему слиянию и сделать успешные предсказания. Показано, что вероятность квазиделения растет с уменьшением массовой асимметрии во входном канале этих реакций. Обнаружено, что в реакциях холодного слияния использование нейтронообогащенных налетающих ядер приводит к сечениям, сопоставимым с сечениями для реакций со стабильными ядрами. Найдены изотопы актинидов, при использовании которых в качестве мишеней сечения образования испарительных остатков в реакциях горячего слияния будут максимальны.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 12-02-31355 и 13-02-12168) и DFG. Мы благодарим В. В. Волкова, Р. В. Джолоса, Д. Джиардина, Г. Мюнценберга, А. К. Насирова, Ю. Ц. Оганесяна, А. Собичевского, С. Хайнц, З. Хофмана, Е. А. Черепанова и В. Шайда за полезные обсуждения результатов работы и сотрудничество.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Volkov V. V.* Deep Inelastic Transfer Reactions — The New Type of Reactions between Complex Nuclei // *Phys. Rep.* 1978. V. 44. P. 93–157.
2. *Волков В. В.* Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоатомиздат, 1982.
3. *Volkov V. V.* Production of Nuclei Far from Stability // *Treatise on Heavy-Ion Sci.* 1989. V. 8. P. 101–203.
4. *Schröder W. U., Huiizenga J. R.* Damped Nuclear Reactions // *Treatise on Heavy-Ion Sci.* 1984. V. 2. P. 115.
5. *Heinz S. et al.* Di-Nuclear Systems Studied with the Velocity Filter SHIP // *Eur. Phys. J. A.* 2008. V. 38. P. 227–232;
Heinz S. et al. Investigation of Di-Nuclear Systems As Entrance Channel to Fusion // *Eur. Phys. J. A.* 2010. V. 43. P. 181–184.
6. *Comas V. et al.* Observation of Rotating Nuclear Molecules and Determination of Their Lifetimes // *Eur. Phys. J. A.* 2012. V. 48. P. 180; Study of Multi-Nucleon Transfer Reactions in $^{58,64}\text{Ni} + ^{207}\text{Pb}$ Collisions at the Velocity Filter SHIP // *Eur. Phys. J. A.* 2013. V. 49. P. 112.
7. *Адамян Г. Г. и др.* Влияние оболочечных эффектов на динамику глубоконеупругих столкновений тяжелых ионов // *ЭЧАЯ.* 1994. Т. 25. С. 1379–1443.
8. *Волков В. В.* Глубоконеупругие передачи и полное слияние сложных ядер. Новый подход к процессу слияния ядер // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1986. Т. 50. С. 1879.
9. *Antonenko N. V. et al.* Competition between Complete Fusion and Quasi-Fission in Reactions between Massive Nuclei. The Fusion Barrier // *Phys. Lett. B.* 1993. V. 319. P. 425; Compound Nucleus Formation in Reactions between Massive Nuclei: Fusion Barrier // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 51. P. 2635.
10. *Антоненко Н. В. и др.* // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1996. Т. 60. С. 106–113.
11. *Волков В. В.* Процесс полного слияния атомных ядер. Слияние ядер в рамках концепции двойной ядерной системы // *ЭЧАЯ.* 2004. Т. 35. С. 797–857.

12. *Зубов А. С., Адамян Г. Г., Антоненко Н. В.* Использование статистических методов при анализе реакций с тяжелыми ионами в рамках модели двойной ядерной системы // ЭЧАЯ. 2009. Т. 40. С. 1603.
13. *Саргсян В. В. и др.* Квантовые статистические эффекты в ядерных реакциях, делении и открытых квантовых системах // ЭЧАЯ. 2010. Т. 41. С. 229–433.
14. *Каландаров Ш. А., Адамян Г. Г., Антоненко Н. В.* Эмиссия тяжелых кластеров в ядерных реакциях при низких энергиях столкновения // ЭЧАЯ. 2012. Т. 43. С. 1590–1658.
15. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* Clustering Effects within the Dinuclear Model // Lect. Notes Phys. / Ed. C. Beck. 2012. V. 848. P. 165.
16. *Cherepanov E. A.* The Analysis of Reactions Leading to Synthesis of Superheavy Elements within the Dinuclear System Concept. JINR Preprint E7-99-27. Dubna, 1999.
17. *Giardina G. G. et al.* Effect of the Entrance Channel on the Synthesis of Superheavy Elements // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 205;
Giardina G. G. et al. Capture and Fusion Dynamics in Heavy-Ion Collisions // Nucl. Phys. A. 2000. V. 671. P. 165–188;
Nasirov A. et al. The Role of Orientation of Nucleus Symmetry Axis in Fusion Dynamics // Nucl. Phys. A. 2005. V. 759. P. 342–369;
Nasirov A. K. et al. Quasifission and Fusion-Fission in Reactions with Massive Nuclei: Comparison of Reactions Leading to the $Z = 120$ Element // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 024606;
Nasirov A. K. et al. Effects of the Entrance Channel and Fission Barrier in the Synthesis of Superheavy Element $Z = 120$ // Phys. Rev. C. 2011. V. 84. P. 044612;
Mandaglio G. G. et al. Investigation of the $^{48}\text{Ca} + ^{249-252}\text{Cf}$ Reactions Synthesizing Isotopes of the Superheavy Element 118 // Phys. Rev. C. 2012. V. 86. P. 064607;
Zhang H. Q. et al. Competition between Fusion-Fission and Quasifission Processes in the $^{32}\text{S} + ^{184}\text{W}$ Reaction // Phys. Rev. C. 2010. V. 81. P. 034611.
18. *Feng Z. Q. et al.* Formation of Superheavy Nuclei in Cold Fusion Reactions // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 044606;
Huang M. et al. Competing Fusion and Quasifission Reaction Mechanisms in the Production of Superheavy Nuclei // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 044614.
19. *Zhao E. G. et al.* The Isotopic and Nuclear Orientation Effects on the Production of Super-Heavy Elements // Intern. J. Mod. Phys. E. 2008. V. 17. P. 1937;
Wang N. et al. Theoretical Study of the Synthesis of Superheavy Nuclei with $Z = 119$ and 120 in Heavy-Ion Reactions with Trans-Uranium Targets // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. P. 041601;
Wang N., Zhao E. G., Scheid W. Synthesis of Superheavy Nuclei with $Z = 118$ in Hot Fusion Reactions // Phys. Rev. C. 2014. V. 89. P. 037601.
20. *Flerov G. N.* Synthesis and Search for Heavy Transuranium Elements // Sov. At. Energy. 1970. V. 28. P. 390.
21. *Oganessian Yu. Ts.* Fusion and Fission Induced by Heavy Ions // Lect. Notes Phys. 1974. V. 33. P. 221;
Oganessian Yu. Ts. et al. Experiments on the Production of Fermium Neutron-Deficient Isotopes and New Possibilities of Synthesizing Elements with $Z > 100$ // Nucl. Phys. A. 1975. V. 239. P. 353–364.

22. *Oganessian Yu. Ts., Lazarev Yu. A.* Heavy Ions and Nuclear Fission // Treatise on Heavy-Ion Sci. N. Y., 1985. V. 4. P. 3.
23. *Flerov G. N., Ter-Akopian G. M.* Superheavy Elements // Ibid. P. 231.
24. *Seaborg G. T., Loveland W. D.* Transuranium Nuclei // Ibid. P. 253.
25. *Armbruster P.* On the Production of Heavy Elements by Cold Fusion: The Elements 106 to 109 // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1985. V. 35. P. 135–194; On the Production of Superheavy Elements // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2000. V. 50. P. 411–479; Nuclear Structure in Cold Rearrangement Processes in Fission and Fusion // Rep. Prog. Phys. 1999. V. 62. P. 465–525; On the Production of Superheavy Elements // C. R. Phys. 2003. V. 4. P. 571–594.
26. *Münzenberg G.* Recent Advances in the Discovery of Transuranium Elements // Rep. Prog. Phys. 1988. V. 51. P. 57–104.
27. *Schmidt K.-H., Morawek W.* The Conditions for the Synthesis of Heavy Nuclei // Rep. Prog. Phys. 1991. V. 54. P. 949–1003.
28. *Lazarev Yu. A. et al.* Discovery of Enhanced Nuclear Stability near the Deformed Shells $N = 162$ and $Z = 108$ // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 624;
Lazarev Yu. A. et al. New Nuclide $^{267}108$ Produced by the $^{238}\text{U} + ^{34}\text{S}$ Reaction // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1903;
Lazarev Yu. A. et al. α Decay of $^{273}110$: Shell Closure at $N = 162$ // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 620.
29. *Hofmann S.* New Elements — Approaching // Rep. Prog. Phys. 1998. V. 61. P. 639–690.
30. *Oganessian Yu. Ts.* Heavy Elements and Related New Phenomena. Singapore: World Sci., 1999.
31. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Search for New Isotopes of Element 112 by Irradiation of ^{238}U with ^{48}Ca // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 63;
Oganessian Yu. Ts. et al. Synthesis of Superheavy Nuclei in the $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ Reaction // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3154;
Oganessian Yu. Ts. et al. Synthesis of Nuclei of the Superheavy Element 114 in Reactions Induced by ^{48}Ca // Nature. 1999. V. 400. P. 242–245.
32. *Hofmann S., Münzenberg G.* The Discovery of the Heaviest Elements // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 733.
33. *Hofmann S. et al.* The New Isotope $^{270}110$ and Its Decay Products ^{266}Hs and ^{262}Sg // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 10. P. 5–10;
Hofmann S. Status and Prospects of Synthesizing Superheavy Elements // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 15. P. 195–200.
34. *Hofmann S. et al.* New Results on Elements 111 and 112 // Ibid. V. 14. P. 147–158.
35. *Peter J.* Super-Heavy Nuclei Production at GANIL. Preprint LPCC No. 01-13. Caen, 2001;
Stodel C. et al. Production of Superheavy Elements at GANIL // AIP Conf. Proc. 2001. V. 561. P. 344;
Ginter T. N. et al. Confirmation of Production of Element 110 by the $^{208}\text{Pb}(^{64}\text{Ni}, n)$ Reaction // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 064609.
36. *Morita K. et al.* Experiment on the Synthesis of Element 113 in the Reaction $^{209}\text{Bi}(^{70}\text{Zn}, n)^{278}113$ // J. Phys. Soc. Japan. 2004. V. 73. P. 2593;

- Morita K. et al.* Experiment on Synthesis of an Isotope $^{277}112$ by $^{208}\text{Pb} + ^{70}\text{Zn}$ Reaction // *J. Phys. Soc. Japan*. 2007. V. 76. P. 043201;
- Morita K. et al.* Observation of Second Decay Chain from $^{278}113$ // *Ibid.* P. 045001.
37. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of Elements 115 and 113 in the Reaction $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ // *Phys. Rev. C*. 2005. V. 72. P. 034611;
- Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of the Isotopes of Elements 118 and 116 in the ^{249}Cf and $^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ Fusion Reactions // *Phys. Rev. C*. 2006. V. 74. P. 044602.
38. *Oganessian Yu. Ts.* Heaviest Nuclei from ^{48}Ca -Induced Reactions // *J. Phys. G*. 2007. V. 34. P. R165.
39. *Hofmann S. et al.* The Reaction $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}112$ Studied at the GSI-SHIP // *Eur. Phys. J. A*. 2007. V. 32. P. 251.
40. *Еремин А. В.* Закономерности образования и вероятности выживания компаунд-ядер в области $Z \geq 82$. Изучение реакций полного слияния с тяжелыми ионами на кинематическом сепараторе ВАСИЛИСА // *ЭЧАЯ*. 2007. Т. 38. С. 939.
41. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Attempt to Produce the Isotopes of Element 108 in the Fusion Reaction $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ // *Phys. Rev. C*. 2009. V. 79. P. 024608.
42. *Hofmann S. et al.* Probing Shell Effects at $Z = 120$ and $N = 184$ // *GSI Sci. Report*. Darmstadt, 2008. P. 131.
43. *Hofmann S.* Superheavy Elements // *Lect. Notes Phys.* 2009. V. 764. P. 203; Synthesis of Superheavy Elements by Cold Fusion // *Radiochim. Acta*. 2011. V. 99. P. 405.
44. *Stavsetra L. et al.* Independent Verification of Element 114 Production in the $^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu}$ Reaction // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. P. 132502.
45. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of a New Element with Atomic Number $Z = 117$ // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 142502.
46. *Düllmann Ch. et al.* Production and Decay of Element 114: High Cross Sections and the New Nucleus ^{277}Hs // *Ibid.* P. 252701.
47. *Ellison P. A. et al.* New Superheavy Element Isotopes: $^{242}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 5n)^{285}114$ // *Ibid.* V. 105. P. 182701.
48. *Hofmann S. et al.* Attempts for the Synthesis of New Elements at SHIP // *GSI Sci. Report*. Darmstadt, 2011. P. 205.
49. *Gates J. M. et al.* First Superheavy Element Experiments at the GSI Recoil Separator TASCA: The Production and Decay of Element 114 in the $^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 3-4n)$ Reaction // *Phys. Rev. C*. 2011. V. 83. P. 054618.
50. *Hofmann S. et al.* The Reaction $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}116^*$ Studied at the GSI-SHIP // *Eur. Phys. J. A*. 2012. V. 48. P. 62.
51. *Morita K. et al.* New Result in the Production and Decay of an Isotope, $^{278}113$, of the 113th Element // *J. Phys. Soc. Japan*. 2012. V. 81. P. 103201.
52. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Eleven New Heaviest Isotopes of Elements $Z = 105$ to $Z = 117$ Identified among the Products of $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$ Reactions // *Phys. Rev. C*. 2011. V. 83. P. 054315;
- Oganessian Yu. Ts. et al.* Investigation of the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ Reaction Products Previously Observed in the Experiments on Elements 113, 115, and 117 // *Phys. Rev. C*. 2013. V. 87. P. 014302;
- Oganessian Yu. Ts. et al.* Experimental Studies of the $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$ Reaction Including Decay Properties and Excitation Function for Isotopes of Element 117, and Discovery of the New Isotope ^{277}Mt // *Ibid.* P. 054621;

- Oganessian Yu. Ts. et al.* New Insights into the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ Reaction Products Previously Observed in the Experiments on Elements 113, 115, and 117 // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 022502;
- Oganessian Yu. Ts. et al.* Production and Decay of the Heaviest Nuclei $^{293,294}117$ and $^{294}118$ // *Ibid.* V. 109. P. 162501.
53. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis and Study of Decay Properties of the Doubly Magic Nucleus ^{270}Hs in $^{226}\text{Ra} + ^{48}\text{Ca}$ Reaction // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 87. P. 034605.
54. *Yakushev A. B. et al.* Chemical Identification and Properties of Element 112 // *Radiochim. Acta.* 2003. V. 91. P. 433;
- Eichler R. et al.* Attempts to Chemically Investigate Element 112 // *Radiochim. Acta.* 2006. V. 94. P. 181;
- Eichler R. et al.* Confirmation of the Decay of $^{283}112$ and First Indication for Hg-Like Behavior of Element 112 // *Nucl. Phys. A.* 2007. V. 787. P. 373; Chemical Characterization of Element 112 // *Nature.* 2007. V. 447. P. 72.
55. *Folden III C. M. et al.* Development of an Odd- Z -Projectile Reaction for Heavy Element Synthesis: $^{208}\text{Pb}(^{64}\text{Ni}, n)^{271}\text{Ds}$ and $^{208}\text{Pb}(^{65}\text{Cu}, n)^{272}111$ // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 212702;
- Folden III C. M. et al.* Excitation Function for the Production of ^{262}Bh ($Z = 107$) in the Odd- Z -Projectile Reaction $^{208}\text{Pb}(^{55}\text{Mn}, n)$ // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 73. P. 014611;
- Folden III C. M. et al.* Measurement of the $^{208}\text{Pb}(^{52}\text{Cr}, n)^{259}\text{Sg}$ // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 79. P. 027602;
- Gregorich K. E. et al.* New Isotope ^{264}Sg and Decay Properties of $^{262-264}\text{Sg}$ // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 74. P. 044611;
- Gates J. M. et al.* Comparison of Reactions for the Production of $^{258,257}\text{Db}$: $^{208}\text{Pb}(^{51}\text{V}, xn)$ and $^{209}\text{Bi}(^{50}\text{Ti}, xn)$ // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 78. P. 034604;
- Düllmann Ch. E., Türler A.* $^{248}\text{Cm}(^{22}\text{Ne}, xn)^{270-x}\text{Sg}$ Reaction and the Decay Properties of ^{265}Sg Reexamined // *Ibid.* V. 77. P. 064320; Erratum // *Ibid.* P. 029901;
- Dvorak J. et al.* Observation of the $3n$ Evaporation Channel in the Complete Hot-Fusion Reaction $^{26}\text{Mg} + ^{248}\text{Cm}$ Leading to the New Superheavy Nuclide ^{271}Hs // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 132503;
- Dvorak J. et al.* Cross Section Limits for the $^{248}\text{Cm}(^{25}\text{Mg}, 4n-5n)^{268,269}\text{Hs}$ Reactions // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 79. P. 037602;
- Dragojević I. et al.* New Isotope ^{263}Hs // *Ibid.* P. 011602;
- Nelson S. L. et al.* Comparison of Complementary Reactions in the Production of Mt // *Ibid.* P. 027605;
- Graeger R. et al.* Experimental Study of the $^{238}\text{U}(^{36}\text{S}, 3-5n)^{269-271}\text{Hs}$ Reaction Leading to the Observation of ^{270}Hs // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 81. P. 061601.
56. *Grusha O. V. et al.* Lifetime Measurement of Fissionable Nuclei Produced in the Development of Neutron Emission: (I). Lifetime of Plutonium Isotopes // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 429. P. 313;
57. *Gilat J.* Analytical Approximation of the Combinatorial Calculation of Nuclear Level Densities // *Phys. Rev. C.* 1970. V. 1. P. 1432.
58. *Reisdorf W.* Analysis of Fissionability Data at High Excitation Energies // *Z. Phys. A.* 1981. V. 300. P. 227;

- Reisdorf W., Schädel M.* How Well Do We Understand the Synthesis of Heavy Elements by Heavy-Ion Induced Fusion? // *Z. Phys. A.* 1992. V. 343. P. 47.
59. *Cherepanov E. A., Iljinov A. S.* Statistical Calculations of Nucleus Levels Densities // *Nucleonika.* 1980. V. 25. P. 611–621.
60. *Игнатюк А. В.* Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
61. *Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренин Г. Н.* Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней ядер // *ЯФ.* 1979. Т. 29. С. 875–883.
62. *Игнатюк А. В., Шубин Ю. Н.* Влияние дискретной структуры одночастичного спектра на термодинамические функции ядер // *ЯФ.* 1968. Т. 8. С. 1135–1141.
63. *Weisskopf V.* Statistics and Nuclear Reactions // *Phys. Rev.* 1937. V. 52. P. 295;
Weisskopf V., Ewing D. H. On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements // *Phys. Rev.* 1940. V. 57. P. 472.
64. *Bohr N., Wheeler J. A.* The Mechanism of Nuclear Fission // *Phys. Rev.* 1939. V. 56. P. 426.
65. *Fröbrich P., Lipperheide R.* Theory of Nuclear Reactions. Oxford: Clarendon, 1996.
66. *Бете Г.* Физика ядра: Пер. с англ. М.: Гостехтеориздат, 1948.
67. *Smirnov Yu. F., Tchuvil'sky Yu. M.* The Structural Forbiddenness of the Heavy Fragmentation of the Atomic Nucleus // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 134. P. 25.
68. *Немец О. Ф. и др.* Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев: Наук. думка, 1988.
69. *Bondorf J. P., Sobel M., Sperber D.* Classical Dynamical Theory of Heavy Ion Fusion and Scattering // *Phys. Rep.* 1974. V. 15. P. 83;
Glas D., Mosel U. On the Critical Distance in Fusion Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1975. V. 237. P. 429;
Birkelund J. R., Tubbs L. E., Huizenga J. R. Heavy-Ion Fusion: Comparison of Experimental Data with Classical Trajectory Models // *Phys. Rep.* 1979. V. 56. P. 107.
70. *Ильинов А. С., Оганесян Ю. Ц., Черепанов Е. А.* Образование слабозбужденных составных ядер и возможности синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов // *ЯФ.* 1982. Т. 36. С. 118–129.
71. *Gabin J. et al.* Limitation to Complete Fusion during a Collision between Two Complex Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1974. V. 9. P. 1018.
72. *Gross D. H. E., Kalinowski H.* Friction Model of Heavy-Ion Collisions // *Phys. Rep.* 1978. V. 45. P. 175;
Gross D. H. E., Nayak R. C., Satpathy L. A Classical Description of Deep Inelastic Collisions with Surface Friction and Deformation // *Z. Phys. A.* 1981. V. 299. P. 63;
Fröbrich P. Fusion and Capture of Heavy Ions above the Barrier: Analysis of Experimental Data with the Surface Friction Model // *Phys. Rep.* 1984. V. 116. P. 337.
73. *Bass R.* Fusion of Heavy Nuclei in a Classical Model // *Nucl. Phys. A.* 1974. V. 231. P. 45.
74. *Blocki J. P. et al.* Proximity Forces // *Ann. Phys.* 1977. V. 105. P. 427.
75. *Krappe H. J., Nix J. R., Sierk A. J.* Unified Nuclear Potential for Heavy-Ion Elastic Scattering, Fusion, Fission, and Ground-State Masses and Deformations // *Phys. Rev. C.* 1979. V. 20. P. 992.

76. *Berdichevsky D., Reisdorf W.* Systematic Study of the Heavy-Ion Fusion Barrier in the Frozen Approximation // *Z. Phys. A.* 1987. V. 327. P. 217.
77. *Satcher G. R., Love W. G.* Folding Model Potentials from Realistic Interactions for Heavy-Ion Scattering // *Phys. Rep.* 1975. V. 55. P. 183.
78. *Will C. M., Guinn J. W.* Tunneling near the Peaks of Potential Barriers: Consequences of Higher-Order Wentzel–Kramers–Brillouin Corrections // *Phys. Rev. A.* 1988. V. 37. P. 3674.
79. *Swiatecki W. J.* The Dynamics of Nuclear Coalescence or Reseparation // *Phys. Scr.* 1981. V. 24. P. 113;
Bjørnholm S., Swiatecki W. J. Dynamical Aspects of Nucleus–Nucleus Collisions // *Nucl. Phys. A.* 1982. V. 391. P. 471;
Blocki J. P., Feldmier H., Swiatecki W. J. Dynamical Hindrance to Compound-Nucleus Formation in Heavy-Ion Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1986. V. 459. P. 145.
80. *Volkov V. V.* What Is the Most Realistic Mechanism of the Compound Nucleus Formation in the Complete Fusion of Two Massive Nuclei? // *Proc. of Symp. on Nuclear Clusters.* Rauschholzhausen, 2002. P. 373.
81. *Aritomo Y. et al.* Diffusion Mechanism for Synthesis of Superheavy Elements // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 55. P. 1011; Fluctuation-Dissipation Model for Synthesis of Superheavy Elements // *Phys. Rev. C.* 1999. V. 59. P. 796.
82. *Aguiar C. E., Barbosa V. C., Donangelo R.* Thermal Fluctuations in Heavy-Ion Fusion Reactions: (II). Multidimensional Models // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 517. P. 205;
Zagrebaev V. I. Synthesis of Superheavy Nuclei: Nucleon Collectivization as a Mechanism for Compound Nucleus Formation // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 64. P. 034606;
Swiatecki W. J., Siwek-Wilczynska K., Wilczynski J. Fusion by Diffusion. II. Synthesis of Transfermium Elements in Cold Fusion Reactions // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 71. P. 014602.
83. *Maruhn J., Greiner W.* The Asymmetric Two Center Shell Model // *Z. Phys. A.* 1972. V. 251. P. 431–457.
84. *Адеев Г. Д., Гамалы И. А., Черданцев П. А.* Однуклонные состояния и энергетические поверхности ^{238}U в процессе деления // *ЯФ.* 1971. Т. 12. С. 272–283.
85. *Adamian G. G. et al.* Problems in Description of Fusion of Heavy Nuclei in the Two-Center Shell Model Approach // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 646. P. 29–52.
86. *Diaz-Torres A. et al.* Melting or Nucleon Transfer in Fusion of Heavy Nuclei? // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 481. P. 228–235.
87. *Adamian G. G. et al.* Dynamical Restriction for Growing Neck in a Dinuclear System // *Nucl. Phys. A.* 2000. V. 671. P. 233–254.
88. *Adamian G. G. et al.* Fusion Cross Sections for Superheavy Nuclei in the Dinuclear System Concept // *Nucl. Phys. A.* 1998. V. 633. P. 409–420; Competition between Complete Fusion and Quasi-Fission in Dinuclear System // *Nuovo Cim.* 1997. V. 110. P. 1143–1148.
89. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* Isotopic Dependence of Fusion Cross Sections in Reactions with Heavy Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 2000. V. 678. P. 24–38.
90. *Adamian G. G. et al.* Analysis of Survival Probability of Superheavy Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 62. P. 064303.

91. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. Isotopic Trends in the Production of Superheavy Nuclei in Cold Fusion Reactions // *Phys. Rev. C*. 2004. V. 69. P. 011601(R).
92. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. Model of Competition between Fusion and Quasifission in Reactions with Heavy Nuclei // *Nucl. Phys. A*. 1997. V. 618. P. 176–198.
93. Adamian G. G. *et al.* Treatment of Competition between Complete Fusion and Quasifission in Collisions of Heavy Nuclei // *Ibid.* V. 627. P. 361–378.
94. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. Unexpected Isotopic Trends in the Synthesis of Superheavy Nuclei // *Phys. Rev. C*. 2004. V. 69. P. 014607.
95. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. Possibilities of Synthesis of New Superheavy Nuclei in Actinide-Based Fusion Reactions // *Ibid.* P. 044601.
96. Myers W. D., Swiatecki W. J. Nuclear Masses and Deformations // *Nucl. Phys.* 1966. V. 81. P. 1–58;
Strutinsky V. M. Shell Effects in Nuclear Masses and Deformation Energies // *Nucl. Phys. A*. 1967. V. 95. P. 420–442.
97. Loughheed R. W. *et al.* The Discovery and Spontaneous Fission Properties of ^{262}No // *Fifty Years with Nuclear Fission*. La Grange Park, 1989. V. 2. P. 694–697.
98. Demin A. G. *et al.* On the Properties of the Element 106 Isotopes Produced in the Reactions $\text{Pb} + {}^{54}\text{Cr}$ // *Z. Phys. A*. 1984. V. 315. P. 197–200.
99. Möller P., Nilsson S. G., Nix R. J. Calculated Ground-State Properties of Heavy Nuclei // *Nucl. Phys. A*. 1974. V. 229. P. 292–319;
Cwiok S. *et al.* Fission Barriers of Transfermium Elements // *Nucl. Phys. A*. 1983. V. 410. P. 254–270;
Sobiczewski A., Patyk Z., Cwiok S. Do the Superheavy Nuclei Really Form an Island? // *Phys. Lett. B*. 1987. V. 186. P. 6–8;
Patyk Z., Sobiczewski A. Ground-State Properties of the Heaviest Nuclei Analyzed in a Multidimensional Deformation Space // *Nucl. Phys. A*. 1991. V. 533. P. 132–152.
100. Smolanczuk R., Skalski J., Sobiczewski A. Spontaneous-Fission Half-Lives of Deformed Superheavy Nuclei // *Phys. Rev. C*. 1995. V. 52. P. 1871–1880.
101. Sobiczewski A., Gareev F. A., Kalinkin B. N. Closed Shells for $Z > 82$ and $N > 126$ in a Diffuse Potential Well // *Phys. Lett.* 1966. V. 22. P. 500–502;
Meldner H. Predictions of New Magic Regions and Masses for Superheavy Nuclei from Calculations with Realistic Shell-Model Single-Particle Hamiltonians // *Ark. Fys.* 1967. V. 36 P. 593–600;
Mosel U., Greiner W. On the Stability of Superheavy Nuclei against Fission // *Z. Phys. A*. 1969. V. 222. P. 261–282;
Fiset F. O., Nix R. J. Calculation of Half-Lives for Superheavy Nuclei // *Nucl. Phys. A*. 1972. V. 193 P. 647–671;
Nilsson S. G. *et al.* On the Spontaneous Fission of Nuclei with Z near 114 and N near 184 // *Nucl. Phys. A*. 1968. V. 115. P. 545–562;
Randrup J. *et al.* Spontaneous-Fission Half-Lives for Even Nuclei with $Z \geq 92$ // *Phys. Rev. C*. 1976. V. 13. P. 229–239;
Möller P., Nix R. J. Stability of Heavy and Superheavy Elements // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1994. V. 20. P. 1681–1747;

- Sobiczewski A.* Progress in Theoretical Understanding of Properties of Heaviest Nuclei // *Phys. Part. Nucl.* 1994. V. 25. P. 295–311.
102. *Decharge J. et al.* Superheavy and Hyperheavy Nuclei in the Form of Bubbles or Semi-Bubbles // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 451. P. 275–282.
103. *Bender M., Nazarewicz W., Reinhard P. G.* Shell Stabilization of Super- and Hyperheavy Nuclei without Magic Gaps // *Phys. Lett. B.* 2001. V. 515. P. 42–48.
104. *Reinhard P. G.* The Relativistic Mean-Field Description of Nuclei and Nuclear Dynamics // *Rep. Prog. Phys.* 1989. V. 52. P. 439–514;
Ring P. Relativistic Mean Field Theory in Finite Nuclei // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1996. V. 37. P. 193–263;
Bender M., Heenen P. H., Reinhard P. G. Self-Consistent Mean-Field Models for Nuclear Structure // *Rev. Mod. Phys.* 2003. V. 75. P. 121–180;
Meng J. et al. Relativistic Continuum Hartree–Bogoliubov Theory for Ground-State Properties of Exotic Nuclei // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2006. V. 57. P. 470–563;
Li J. J. et al. Superheavy Magic Structures in the Relativistic Hartree–Fock–Bogoliubov Approach // *Phys. Lett. B.* 2014. V. 732. P. 169–173.
105. *Cwiok S. et al.* Shell Structure of the Superheavy Elements // *Nucl. Phys. A.* 1996. V. 611. P. 211–246.
106. *Bender M. et al.* Shell Structure of Superheavy Nuclei in Self-Consistent Mean-Field Models // *Phys. Rev. C.* 1999. V. 60. P. 034304.
107. *Galín J. et al.* Limitation to Complete Fusion during a Collision between Two Complex Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1974. V. 9. P. 1018–1024.
108. *Morawek W. et al.* Breakdown of the Compound-Nucleus Model in the Fusion-Evaporation Process for $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ // *Z. Phys. A.* 1991. V. 341. P. 75.
109. *Raman S., Nester C. W., Tikkanen P.* Transition Probability from the Ground to the First-Excited 2^+ State of Even–Even Nuclides // *At. Data Nucl. Data Tables.* 2001. V. 78. P. 1–128.
110. *Adamian G. G. et al.* Effective Nucleus–Nucleus Potential for Calculation of Potential Energy of a Dinuclear System // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 1996. V. 5. P. 191–216.
111. *Myers W. D.* Droplet Model of Atomic Nucleus. N. Y.: IFI/Plenum Press, 1977.
112. *Schmidt R., Teichert J.* A Classical Statistical Model of Heavy Ion Collisions. JINR Preprint E4-80-527. Dubna, 1980.
113. *Moretto L. G., Sventek J. S.* A Theoretical Approach to the Problem of Partial Equilibration in Heavy Ion Reactions // *Phys. Lett. B.* 1975. V. 58. P. 26–30.
114. *Hinde D. J.* Neutron Emission as a Clock and Thermometer to Probe the Dynamics of Fusion–Fission and Quasi-Fission // *Nucl. Phys. A.* 1993. V. 553. P. 255c–270c.
115. *Ayik S., Schürmann B., Nörenberg W.* Microscopic Transport Theory of Heavy-Ion Collisions // *Z. Phys. A.* 1976. V. 277. P. 299–310.
116. *Vermeulen D. et al.* Cross Sections for Evaporation Residue Production near the $N = 126$ Shell Closure // *Z. Phys. A.* 1984. V. 318. P. 157–169;
Sahm C.-C. et al. Hindrance of Fusion in Central Collisions of Heavy, Symmetric Nuclear Systems // *Ibid.* V. 319. P. 113–118;
Sahm C.-C. et al. Fusion Probability of Symmetric Heavy, Nuclear Systems Determined from Evaporation-Residue Cross Sections // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 441. P. 316–343.

117. *Ijtinov A. S., Oganessian Yu. Ts., Cherepanov E. A.* Effect of γ -Ray Emission on Production Cross Section of Transuranium Elements in Heavy Ion Reactions // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1981. V. 33. P. 526–530.
118. *Jolos R. V., Nasirov A. K.* On the Influence of Multi-Nucleon Transfer on the Interaction Potential of Nuclei // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1987. V. 45. P. 1298–1300.
119. *Cherepanov E. A. et al.* Model of Competition between Complete Fusion and Quasi-Fission in Reactions with Massive Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 583. P. 165–168.
120. *Kramers H. A.* Brownian Motion in a Field of Force and the Diffusion Model of Chemical Reactions // *Physica.* 1940. V. 7. P. 284–304.
121. *Grange P., Li Jun-Qing, Weidenmüller H. A.* Induced Nuclear Fission Viewed as a Diffusion Process: Transients // *Phys. Rev. C.* 1983. V. 27. P. 2063–2077;
Bhatt K. H., Grange P., Hiller B. Nuclear Friction and Lifetime of Induced Fission // *Phys. Rev. C.* 1986. V. 33. P. 954–968;
Grange P. Effects of Transients on Particle Emission Prior to Fission in a Transport Description of the Fission Process // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 428. P. 37–62.
122. *Fink H. J. et al.* Theory of Fragmentation Dynamics in Nucleus–Nucleus Collisions // *Z. Phys. A.* 1974. V. 268. P. 321–331.
123. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V.* Mass Parameters for Dinuclear System // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 584. P. 205–220.
124. *Adamian G. G. et al.* Neck Dynamics at Approach Stage of Heavy Ion Collisions // *Nucl. Phys. A.* 1997. V. 619. P. 241–260.
125. *Antonenko N. V., Jolos R. V.* Mechanism of Enhanced Yield of Light Particles in Compound Nucleus Formation: Diffusion Description // *Z. Phys. A.* 1992. V. 341. P. 459–463.
126. *Antonenko N. V. et al.* Light Nuclei Production in Fusion of Heavy Ions // *Phys. Rev. C.* 1994. V. 50. P. 2063–2068.
127. *Adeev G. D., Gonchar I. I.* The Dynamical Description of the Mass Distribution of Fission Fragments // *Z. Phys. A.* 1985. V. 320. P. 451–457; A Simplified Two-Dimensional Diffusion Model for Calculating the Fission-Fragment Kinetic-Energy Distribution // *Z. Phys. A.* 1985. V. 322. P. 479–486.
128. *Randrup J.* Mass Transport in Nuclear Collisions // *Nucl. Phys. A.* 1978. V. 307. P. 319–348; Theory of Transfer-Induced Transport in Nuclear Collisions // *Nucl. Phys. A.* 1979. V. 327. P. 490.
129. *Feldmeier H.* Transport Phenomena in Dissipative Heavy-Ion Collisions: The One-Body Dissipation Approach // *Rep. Prog. Phys.* 1987. V. 50. P. 915–994.
130. *Nörenberg W.* Heavy Ion Collisions. V. 2. Amsterdam: North-Holland, 1980.
131. *Королюк В. С. и др.* Справочник по теории вероятности и математической статистике. М.: Наука, 1985.
132. *Gäggeler H. et al.* Probing Sub-Barrier Fusion and Extra-Push by Measuring Fermium Evaporation Residues in Different Heavy Ion Reactions // *Z. Phys. A.* 1984. V. 316. P. 291–307.
133. *Hofmann H., Siemens P. J.* Linear Response Theory for Dissipation in Heavy-Ion Collisions // *Nucl. Phys. A.* 1976. V. 257. P. 165–188; On the Dynamics of Statistical Fluctuations in Heavy Ion Collisions // *Nucl. Phys. A.* 1977. V. 275. P. 464–486.
134. *Risken H.* The Fokker–Planck Equation. Methods of Solution and Applications. Berlin: Springer, 1989.

135. Гончар И. И., Косенко Г. И. Применима ли формула Крамерса для описания распада высоковозбужденных ядерных систем // ЯФ. 1991. Т. 53. С. 133–142.
136. Tōke J. et al. Quasi-Fission — The Mass-Drift Mode in Heavy-Ion Reactions // Nucl. Phys. A. 1985. V. 440. P. 327–365.
137. Armbruster P. Entrance Channel Limitation of Fusion // Proc. of Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, Dubna, 1986. Dubna, 1987. P. 82–102.
138. Strutinsky V. M. The Fission Width of Excited Nuclei // Phys. Lett. B. 1973. V. 47. P. 121–123;
Hofmann H., Nix J. R. Fission Dynamics Simplified // Phys. Lett. B. 1983. V. 122. P. 117–120;
Fröbrich P., Tillack G. R. Path-Integral Derivation for the Rate of Stationary Diffusion over a Multidimensional Barrier // Nucl. Phys. A. 1992. V. 540. P. 353–364.
139. Weidenmüller H. A., Zhang Jing-Shang. Stationary Diffusion over a Multidimensional Potential Barrier: A Generalization of Kramers' Formula // J. Stat. Phys. 1984. V. 34. P. 191–201.
140. Washiyama K., Lacroix D., Ayik S. One-Body Energy Dissipation in Fusion Reactions from Mean-Field Theory // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 024609;
Ayik S., Washiyama K., Lacroix D. Fluctuation and Dissipation Dynamics in Fusion Reactions from a Stochastic Mean-Field Approach // Ibid. P. 054606.
141. Antonenko N. V. et al. Synthesis of Superheavy Elements and Dinuclear System Concept of Compound Nucleus Formation // Proc. of Intern. Conf. Nuclear Structure at the Limits, Argonne, 1996. Argonne, 1997. P. 265–272.
142. Pomorski K. et al. Evaporation of Light Particles from a Hot, Deformed and Rotating Nucleus // Nucl. Phys. A. 1996. V. 605. P. 87–119.
143. Stodel C. et al. Evaporation Residue Cross Sections for the Reactions $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe}$ // GSI Sci. Report. Darmstadt, 1996. P. 17.
144. Hofmann S. et al. The New Element 112 // Z. Phys. A. 1996. V. 354. P. 229–230.
145. Vandebosch R., Huizenga J. R. Nuclear Fission. N.-Y.: Acad. Press, 1973.
146. Reiter P. et al. Ground-State Band and Deformation of the $Z = 102$ Isotope ^{254}No // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 509–512.
147. Sierk A. J. Macroscopic Model of Rotating Nuclei // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P. 2039–2053.
148. Myers W. D., Swiatecki W. J. Thomas–Fermi Fission Barriers // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 014606; Nuclear Properties According to the Thomas–Fermi Model // Nucl. Phys. A. 1996. V. 601. P. 141–167; Report LBL-36803. Berkeley, 1994.
149. Zubov A. S. et al. Competition between Evaporation Channels in Neutron-Deficient Nuclei // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 014616.
150. Zubov A. С. и др. Выживаемость возбужденных сверхтяжелых ядер // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 242–256.
151. Schmidt K.-H. et al. Influence of Shell Structure and Pairing Correlations on the Nuclear State Density // Z. Phys. A. 1982. V. 308. P. 215–225;
Gaimard J.-J., Schmidt K.-H. A Reexamination of the Abrasion-Ablation Model for the Description of the Nuclear Fragmentation Reaction // Nucl. Phys. A. 1991. V. 531. P. 709–745.
152. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.

153. *Mashnik S. G., Sierk A. J., Gudima K. K.* Complex Particle and Light Fragment Emission in the Cascade-Exciton Model of Nuclear Reactions. arXiv:Nucl-th/0208048. 2002.
154. *Dostrovsky I., Freenhel Z., Iridlender G.* Monte Carlo Calculations of Nuclear Evaporation Processes. III. Applications to Low-Energy Reactions // *Phys. Rev.* 1959. V. 116. P. 683–702.
155. *Quint A. B. et al.* Investigation of the Fusion of Heavy Nearly Symmetric Systems // *Z. Phys. A.* 1993. V. 346. P. 119–131.
156. *Möller P. et al.* Single-Particle Enhancement of Heavy-Element Production // *Z. Phys. A.* 1997. V. 359. P. 251–255.
157. *Thomas K. et al.* Dynamical Thresholds for Compound-Nucleus Formation in Symmetric Heavy-Ion Reactions // *Phys. Rev. C.* 1983. V. 28. P. 679–691.
158. *Thoennessen M. et al.* Evidence for Long Formation Times of Near-Barrier Fusion Reactions // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 70. P. 4055–4058.
159. *Patyk Z. et al.* Shell Effects in the Properties of the Heaviest Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1989. V. 491. P. 267–280.
160. *Berdichevsky D. et al.* Diabatic Shifts and Fluctuations of Heavy-Ion Fusion Barriers // *Ibid.* V. 499. P. 609–636.
161. *Popeko A. G.* Subbarrier Cold Fusion Reactions Leading to Superheavy Elements // *Nuovo Cim. A.* 1997. V. 110. P. 1137–1142.
162. *Malhotra N. et al.* Model for Fusion and Cool Compound Nucleus Formation Based on the Fragmentation Theory // *Phys. Rev. C.* 1986. V. 33. P. 156–164.
163. *Randrup J., Koonin S. E.* The Disassembly of Nuclear Matter // *Nucl. Phys. A.* 1981. V. 356. P. 223–234.
164. *Blocki J., Swiatecki W. J.* A Generalization of the Proximity Force Theorem // *Ann. Phys.* 1981. V. 132. P. 53–65.
165. *Wu X. et al.* Possible Understanding of Hyperdeformed $^{144-146}\text{Ba}$ Nuclei Appearing in the Spontaneous Fission of ^{252}Cf // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 79. P. 4542–4545.
166. *Gales S., Stoyanov Ch., Vdovin A. I.* Damping of High-Lying Single-Particle Modes in Heavy Nuclei // *Phys. Rep.* 1988. V. 166. P. 125–193.
167. *Вдовин А. И. и др.* Квазичастично-фононная модель ядра. V. Нечетные сферические ядра // *ЭЧАЯ.* 1985. Т. 16. С. 245–279.
168. *Malov L. A., Soloviev V. G.* Fragmentation of Single-Particle States and Neutron Strength Functions in Deformed Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1976. V. 270. P. 87–107.
169. *Jensen A. S., Siemens P. J., Hofmann H.* Nucleon–Nucleon Interaction and the Many-Body Problem. Singapore: World Sci., 1984. P. 122.
170. *Brown G. E., Rho M.* The Giant Gamow–Teller Resonance // *Nucl. Phys. A.* 1981. V. 372. P. 397–417.
171. *Greiner W., Maruhn J. A.* Nuclear Models. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 1996.
172. *Brack M. et al.* Funny Hills: The Shell-Correction Approach to Nuclear Shell Effects and Its Applications to the Fission Process // *Rev. Mod. Phys.* 1972. V. 44. P. 320–405.
173. *Ivanyuk F. A.* The Adiabatic Cranking Model for Large Amplitudes // *Z. Phys. A.* 1989. V. 334. P. 69–75;
Ivanyuk F. A., Pomorski K. Collective Friction Coefficients in the Relaxation Time Approximation // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 53. P. 1861–1866.

174. *Hofmann H.* A Quantal Transport Theory for Nuclear Collective Motion: The Merits of a Locally Harmonic Approximation // *Phys. Rep.* 1997. V. 284. P. 137–380.
175. *Bertsch G. F.* Frontiers and Borderlines in Many Particles Physics // Proc. of Enrico Fermi School of Physics, Varenna, 1987. Amsterdam, 1988. P. 41.
176. *Richert J., Sami T., Weidenmüller H. A.* Inertial Parameters for Collective Nuclear Variables from the Feynman Path Integral Method // *Phys. Rev. C.* 1982. V. 26. P. 1018–1024.
177. *Ivanyuk F. A. et al.* Transport Coefficients for Shape Degrees in Terms of Cassini Ovaloids // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 55. P. 1730–1746.
178. *Kolomietz V. M., Siemens P. J.* Self-Consistent Field Approximation to the Linear Response Function for Nuclear Dissipation // *Nucl. Phys. A.* 1979. V. 314. P. 141–160.
179. *Yamaji S., Ivanyuk F. A., Hofmann H.* Variation of Transport Coefficients for Average Fission Dynamics with Temperature and Shape // *Nucl. Phys. A.* 1997. V. 612. P. 1–25.
180. *Schneider V., Maruhn J., Greiner W.* Cranking Model Mass Parameters for the Asymmetric Two Center Shell Model // *Z. Phys. A.* 1986. V. 323. P. 111–118.
181. *Yamaji S. et al.* The Mass Transfer in the Collision $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ // *J. Phys. G.* 1977. V. 3. P. 1283–1308.
182. *Primack J. R.* Single-Particle Calculations in Nuclear Fission // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 17. P. 539–541.
183. *Griffin J. J.* Collective Inertia, Level Crossings and Pairing // *Nucl. Phys. A.* 1971. V. 170. P. 395–400.
184. *Lederberger T., Pauli H. C.* On the Dynamics of Fission: The Role of Reflection Asymmetry in the Nuclear Shape // *Nucl. Phys. A.* 1973. V. 207. P. 1–32.
185. *Diaz-Torres A., Antonenko N. V., Scheid W.* Dinuclear System in Diabatic Two-Center Shell Model Approach // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 652. P. 61–70.
186. *Lukasiak A., Cassing W., Nörenberg W.* The Diabatic Two-Center Shell Model // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 426. P. 181;
Cassing W., Nörenberg W. Diabatic Single-Particle States: A Convenient Basis for Dissipative Nucleus–Nucleus Collisions // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 433. P. 467;
Lukasiak A., Nörenberg W. Diabatic Interaction Potential for Nucleus–Nucleus Collisions // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 139. P. 239–243.
187. *Nörenberg W., Riedel C.* Entrance-Channel Coherence in Dissipative Heavy-Ion Collisions and Compound-Nucleus Formation // *Z. Phys. A.* 1979. V. 290. P. 335–336;
Yadav H. L., Nörenberg W. Effects of Local Equilibration in Dissipative Heavy-Ion Collision // *Phys. Lett. B.* 1982. V. 115. P. 179–183.
188. *Gregoire C., Ngo C., Remaud B.* Three Dissipative Regimes in Heavy Ion Reactions — a Macroscopic Dynamical Model // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 99. P. 17–22;
Fast Fission Phenomenon, Deep Inelastic Reactions and Compound Nucleus Formation Described within a Dynamical Macroscopic Model // *Nucl. Phys. A.* 1982. V. 383. P. 392–420.
189. *Nörenberg W.* Memory Effects in the Energy Dissipation for Slow Collective Nuclear Motion // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 104. P. 107–111;
Lingxiao G., Yizhong Z., Nörenberg W. Temperature-Dependent Optical Potential

- and Mean Free Path Based on Skyrme Interactions // Nucl. Phys. A. 1986. V. 459. P. 77–92.
190. *Larionov A. B. et al.* Zero-to-First Sound Transition for Isovector Modes in Hot Nuclei // Nucl. Phys. A. 1999. V. 648. P. 157–180.
191. *Bertsch G. F., Bortignon P. F., Broglia R. A.* Damping of Nuclear Excitations // Rev. Mod. Phys. 1983. V. 55. P. 287–314.
192. *Pines D., Nozières P.* The Theory of Quantum Liquids. N. Y.; Amsterdam: W. A. Benjamin, Inc., 1966.
193. *Münzenberg G.* Synthesis and Investigation of Superheavy Elements: Perspectives with Radioactive Beams // Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. 1998. V. 356. P. 2083–2104.
194. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Evaporation Residue Cross Sections in the $^{86}\text{Kr} + ^{130,136}\text{Xe}$ Reactions // FLNR Sci. Report 1995–1996. Dubna, 1997. P. 62–64.
195. *Smolanczuk R.* Production Mechanism of Superheavy Nuclei in Cold Fusion Reactions // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 2634–2639.
196. *Möller P., Nix R. J.* Nuclear Masses from a Unified Macroscopic-Microscopic Mode // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 39. P. 213–223.
197. *Möller P. et al.* Nuclear Ground-State Masses and Deformations // At. Data Nucl. Data Tables. 1995. V. 59. P. 185–381.
198. *Ninov V. et al.* Observation of Superheavy Nuclei Produced in the Reaction of ^{86}Kr with ^{208}Pb // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1104–1107.
199. *Zubov A. S. et al.* Isotopic Dependence of Neutron Emission from Di-Nuclear System // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 33. P. 223–230.
200. *Muntian I. et al.* Properties of Heaviest Nuclei // Acta Phys. Polon. B. 2003. V. 34. P. 2073–2082;
Muntian I., Patyk Z., Sobiczewski A. Calculated Masses of Heaviest Nuclei // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1015–1019;
Parkhomenko O. et al. Nucleon Separation Energies for Heaviest Nuclei // Acta Phys. Polon. B. 2003. V. 34. P. 2153–2158.
201. *Loveland W. D. et al.* Search for the Production of Element 112 in the $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ Reaction // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 044617.