

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи
УДК 539.17

АНТОНЕНКО
Николай Викторович

ДВОЙНЫЕ ЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ,
ДЕЛЕНИИ И СТРУКТУРЕ ЯДРА

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2012

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор, нач. сектора № 9 А.И. Вдовин (ЛТФ ОИЯИ)

доктор физико-математических наук,
профессор, в.н.с. Ю.М. Чувильский (НИИЯФ МГУ)

доктор физико-математических наук,
профессор, в.н.с. И.Н. Борзов (ГНЦ РФ – ФЭИ)

Ведущая организация:

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, г. Москва.

Защита состоится “ ____ ” _____ 2012 г. в ____ ч. ____ мин. на заседании диссертационного совета Д 720.001.01 в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри 6, г. Дубна, Московская область, 141980.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан “ ____ ” _____ 2012 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

А.Б. Арбузов

Общая характеристика диссертации

Актуальность темы. Открытие и исследование реакций глубоконеупругих передач (РГНП), в которых происходит полная диссипация кинетической энергии столкновения, позволили по-новому подойти к механизму взаимодействия двух ядер. В отличие от деления и полного слияния ядер РГНП являются открытыми реакциями. 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 распадается (речь идет об ансамбле ДЯС) из всех промежуточных конфигураций. Выходы продуктов и основные характеристики этих реакций хорошо объясняются эволюцией ДЯС в рамках микроскопического транспортного подхода.

Сливающиеся ядра не посылают сигналов, которые позволили бы раскрыть механизм этого ядерного процесса. Регистрируются лишь продукты распада возбужденного составного ядра. Информация, полученная при исследовании РГНП, была использована для раскрытия механизма формирования составного ядра. Оказалось, что основным содержанием процесса полного слияния ядер является формирование ДЯС и ее диффузия в направлении возрастания массовой (зарядовой) асимметрии. Этот подход к описанию процесса полного слияния ядер получил название концепции двойной ядерной системы. На основе этой концепции предложена и развита модель слияния ядер (ДЯС модель), которая впервые позволила учесть конкуренцию между полным слиянием и квазиделением, объяснить большой набор экспериментальных данных и сделать ряд успешных предсказаний.

Экспериментаторов привлекает возможность использования реакций полного слияния для синтеза новых элементов. И действительно, все новые трансменделеевы элементы ($Z > 101$) были синтезированы в реакциях полного слияния. При слиянии ядер ^{48}Ca с актинидами в ЛЯР ОИЯИ впервые были синтезированы ядра элементов 114–118 и получены прямые экспериментальные доказательства существования сверхтяжелых ядер, которые обладают повышенной устойчивостью по отношению к α -распаду и спонтанному делению. Синтез сверхтяже-

лых элементов продолжает оставаться важным направлением исследований в ядерной физике, что стимулирует соответствующие теоретические исследования. Эксперименты проводятся во многих научных центрах.

Первые модели, предложенные для расчетов сечений образования составных ядер, вынуждены были использовать существенно упрощенную картину этого ядерного процесса. 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 ($Z_1 Z_2 \geq 1600$), возникали сильные противоречия между расчетами и данными экспериментов. Эти расхождения, достигающие нескольких порядков, указывали на неадекватность предполагаемой картины процесса полного слияния ядер реальному ядерному процессу. В реакциях с массивными ядрами система, образовавшаяся на стадии захвата, с большой вероятностью эволюционирует в канал квазиделения, т.е. распадается на два фрагмента без формирования составного ядра. Этот канал не учитывался в рамках существовавших моделей. Теоретический анализ конкуренции между слиянием и квазиделением очень важен для полноценного описания процесса слияния и предсказания наиболее оптимальных реакций для экспериментального изучения. Особое внимание уделяется анализу зависимости сечений испарительных остатков от изотопного состава сталкивающихся ядер.

Наиболее успешной, чем существовавшие ранее модели, является модель ДЯС, разработке и обоснованию которой посвящена данная работа. В этой модели впервые было описано слияние тяжелых ядер и получены реалистичные оценки для сечений образования сверхтяжелых ядер. В отличие от других моделей слияния, где коллективной координатой, вдоль которой происходит слияние, является относительное расстояние между центрами ядер R , в модели ДЯС слияние представляется как движение по коллективной координате массовой асимметрии. Т.е. слияние описывается как эволюция ДЯС к составному ядру за счет передачи нуклонов из легкого ядра в тяжелое. Квазиделение рассматривается как распад ДЯС. Обоснование выбора коллективной

координаты, ответственной за слияние, — интересная теоретическая задача.

Реакции полного слияния наряду с РГНП и реакциями фрагментации дали возможность получать ядра с предельным числом протонов для данного массового числа. 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. Некоторые сильно нейтронодефицитные ядра, например, изотопы бария, рассматриваются в качестве кандидатов для наблюдения кластерной радиоактивности. Теоретическая оценка сечений их образования, таким образом, является важной для планирования экспериментов.

В вынужденном и спонтанном двойном делении актинидов особый интерес вызывает эффект бимодальности, т.е. наличие низко и высокоэнергетических мод деления. Возможное объяснение мод деления основано на анализе потенциальной энергии предразрывной конфигурации, представляющей собой ДЯС. Часто бимодальность связывается с различными долинами деления, полученными при жесткой связи между зарядовой и массовой асимметриями в предразрывной конфигурации. Независимое рассмотрение этих асимметрий может привести к новой интерпретации мод деления.

К настоящему времени обнаружено и исследовано вплоть до высоких спинов множество полос отрицательной четности с $K=0$ практически во всех изотопах актинидов. Важный вопрос — является ли деформация, нарушающая инверсионную симметрию, статической или динамической. Большие величины вероятностей $E1$ и $E3$ переходов между уровнями объединенной полосы указывают на большую коллективность моды, ответственной за появление низколежащих уровней отрицательной четности. Можно предположить, что инверсионно-асимметричные формы есть следствие α -кластеризации ядер и проявления сильно асимметричных ДЯС.

Целью работы является построение и обоснование модели двойной ядерной системы для описания процесса слияния и реакций глубоко-

неупругих передач, разработка схемы расчета сечений испарительных остатков, включающую в себя конкуренцию между полным слиянием и квазиделением, предложение оптимальных реакций для получения нейтронодефицитных изотопов ядер, описание в рамках модели основных характеристик деления, кластерная интерпретация расщепления по четности в спектрах низколежащих состояний ядер.

Научная новизна.

- Построена и обоснована модель двойной ядерной системы, в которой впервые учтена конкуренция между полным слиянием и квазиделением. В этой модели процессы полного слияния и квазиделения – это диффузионные процессы по координатам массовой асимметрии η и относительного расстояния R соответственно. Модель ДЯС дала возможность обнаружить новые важные особенности полного слияния: 1) появление специфического внутреннего барьера слияния по η ; 2) конкуренцию между полным слиянием и квазиделением; 3) доминирующая роль канала квазиделения в реакциях холодного и горячего слияния, приводящих к образованию трансактиноидов. Показано, что предсказание сечений образования испарительных остатков невозможно без корректного расчета вероятности слияния.
- Показано, что из-за конкуренции между полным слиянием и квазиделением вероятность формирования составного ядра сильно уменьшается с уменьшением массовой асимметрии начальной ДЯС. Причиной этого является увеличение внутреннего барьера слияния и уменьшение барьера квазиделения. Как следует из нашей модели, использование симметричных комбинаций сталкивающихся ядер для получения сверхтяжелых элементов с низкими энергиями возбуждения приведет к очень малым сечениям слияния. Предложены методы вычисления вероятности слияния. Полученные величины находятся в хорошем согласии с извлеченными из эксперимента значениями.
- Исследование динамики слияния в адиабатическом подходе по-

казало, что рассчитанные вероятности слияния намного больше, чем экспериментальные значения. Кроме того, полученная изотопная зависимость вероятности слияния противоположна экспериментальной. Поэтому для объяснения экспериментальных данных должны существовать ограничения на быстрый рост шейки и движение к меньшему удлинению системы. Микроскопически обосновано существование таких ограничений. Показано, что конфигурация ДЯС имеет время жизни сопоставимое со временем реакции. Переход между диабатическим и адиабатическим потенциалами происходит медленнее, чем квазиделение, и система не имеет достаточно времени, чтобы "забыть" о структурном запрете. Сравнение энергетических порогов для полного слияния в возможных каналах слияния позволяет говорить об эволюции ДЯС к составному ядру лишь по массовой асимметрии.

- Впервые объяснены экспериментальные данные по синтезу сверхтяжелых ядер в реакциях холодного слияния и предсказаны сечения образования испарительных остатков для ряда реакций горячего слияния. Предсказаны изотопические тенденции этих сечений. В реакциях холодного слияния использование нейтронообогащенных налетающих ядер приводит к сечениям, сопоставимым с сечениями для реакций со стабильными ядрами. Сечение образования испарительных остатков зависит от произведения сечения слияния и выживаемости составного ядра. Поэтому реакции горячего слияния с меньшим числом нейтронов в мишени в определенном интервале могут быть даже предпочтительней для получения сверхтяжелых ядер, чем использование ядер-мишеней с большим нейтронным избытком.
- Показана возможность получения сильно нейтронодефицитных изотопов тяжелых ядер в реакциях слияния с сечениями больше 1 нб. Предложены комбинации ядер для получения ядер около ^{100}Sn в реакциях передач и ядер около ^{114}Ba в реакциях слияния.
- На основе развитой модели ДЯС предложен метод расчета массовых и зарядовых распределений продуктов деления, а так

же зависимости среднего значения полной кинетической энергии (ТКЕ) фрагментов деления от массы легкого фрагмента. На основе независимого рассмотрения массовой и зарядовой асимметрий предложена новая интерпретация эффекта бимодальности в делении тяжелых актинидов. Установлено, что разные моды деления соответствуют разным соседним значениям зарядовой асимметрии при одних и тех же или слегка отличающихся значениях массовой асимметрии.

- Предположено, что формы ядра асимметричны по отношению к пространственной инверсии появляются вследствие коллективного движения по координате массовой асимметрии. Это движение определяет одновременно деформации как четной, так и нечетной мультипольностей. В рамках модели ДЯС дано качественное и количественное объяснение свойств (энергий уровней полосы, вероятностей $E\lambda$ ($\lambda=1,2,3$) переходов внутри полосы и зависимости расщепления по четности от углового момента) полос альтернативной четности.

Достоверность результатов контролировалась посредством многочисленных сравнений с имеющимися экспериментальными данными.

Практическая ценность работы. Предложенная модель активно используется для анализа экспериментальных данных по реакциям слияния и реакциям передач, а также для предсказаний результатов планируемых экспериментов. В диссертации предложен набор экспериментов, постановка которых позволит выявить важные закономерности взаимодействия тяжелых ядер, получить новые неизвестные нейтронодефицитные изотопы и раскрыть природу коллективных возбуждений отрицательной четности. Представленные результаты представляют интерес и частично уже нашли себе применение в ряде российских и зарубежных центрах (ОИЯИ, МИФИ, НИИЯФ МГУ, GSI, GANIL, ORNL).

На защиту выносятся следующие результаты:

- Построена и обоснована модель для описания конкуренции между полным слиянием и квазиделением в реакциях слияния тя-

желых ядер. Показано, что процессы полного слияния и квазиделения – это диффузионные процессы, соответственно, по координатам массовой асимметрии и относительного расстояния в двойной ядерной системе, образовавшейся в момент столкновения ядер. Модель ДЯС позволила впервые объяснить падение сечения образования испарительных остатков с ростом произведения зарядов сталкивающихся ядер и предсказать оптимальные энергии возбуждения составных ядер. Переход между адиабатическим и квази-адиабатическим потенциалами происходит медленнее, чем квазиделение. Сравнение рассчитанных энергетических порогов для полного слияния в возможных каналах слияния позволяет говорить об эволюции ДЯС к составному ядру из-за тепловых флуктуаций лишь по массовой асимметрии.

- Предложена схема расчета сечений образования испарительных остатков. Эти сечения зависят от произведения вероятности слияния и выживаемости составного ядра. Модель позволила впервые описать экспериментальные данные по холодному слиянию и сделать успешные предсказания. Показано, что вероятность формирования составного ядра сильно уменьшается с уменьшением массовой асимметрии во входном канале реакции. 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.
- Найдены оптимальные реакции слияния для получения неизвестных нейтронодефицитных изотопов тяжелых ядер. Предложены реакции передач для синтеза ядер около ^{100}Sn и реакции слияния для получения ядер около ^{114}Ba .
- В рамках развитой модели предложен метод расчета массовых, зарядовых и энергетических распределений продуктов деления, с помощью которого хорошо описываются экспериментальные дан-

ные. На основе независимого рассмотрения массовой и зарядовой асимметрий предложена новая интерпретация эффекта бимодальности в делении тяжелых актинидов. Установлено, что разные моды деления соответствуют разным соседним значениям зарядовой асимметрии при одних и тех же или слегка отличающихся значениях массовой асимметрии.

- Показано, что формы ядра асимметричны по отношению к пространственной инверсии появляются вследствие коллективного движения по координате массовой асимметрии. На основе этого предложена принципиально новая интерпретация расщепления по четности в спектрах низколежащих возбуждений изотопов тяжелых ядер. Дано качественное и количественное объяснение основных свойств полос альтернативной четности.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, в институте теоретической физики Университета г. Гиссена (Германия), на научных семинарах международных научных центров в Германии (GSI), Франции (GANIL) и Китае (IMP), а также представлялись и докладывались на международных конференциях "Tours symposium on nuclear physics III" (Tours, France, 1997), "Nuclear Shells – 50 Years" (Дубна, 1999), "1st International Conference on the Chemistry and Physics of the Transactinide Elements" (Seeheim, Germany, 1999), "International Conference on Nuclear Physics" (Berkeley, USA, 2001), "5th International Conference on Dynamical Aspects of Nuclear Fission" (Casta Papernicka, Slovakia, 2001), "10th Yukawa International Seminar on Physics of Unstable Nuclei" (Kyoto, Japan, 2001), "3d International Conference on Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei" (Sanibel Island, USA, 2002), "International Symposium on Exotic Nuclear Systems" (Debrecen, Hungary, 2005), "Extremes of the Nuclear Landscape" (Zakopane, Poland, 2008), "10th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions" (Beijing, China, 2009).

Публикации. По материалам диссертации опубликована 21 работа в изданиях, рекомендованных ВАК для докторских диссертаций. Список работ приводится в конце автореферата.

Личный вклад автора. Из работ, выполненных в соавторстве, в диссертацию включены результаты, полученные либо лично автором, либо при его определяющем участии в постановке задач и разработке методов их решения.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из шести глав общим объемом 193 страниц, включая 20 таблиц, 95 рисунков и список цитируемой литературы из 261 наименований.

Содержание работы

Во введении обсуждается актуальность работы и мотивация проводимых исследований, дается краткий обзор по теме диссертации. Обосновывается актуальность темы диссертации, формулируются основные цели, подчеркивается научная новизна проведенных исследований, а также дается краткий обзор проблем, для решения которых используется предложенная модель.

Образование ДЯС было обнаружено при исследовании РГНП. Оказалось, что процесс полного слияния ядер также можно описать, как формирование ДЯС и ее дальнейшая эволюция в направлении возрастания массовой (зарядовой) асимметрии. Этот подход к описанию процесса полного слияния ядер получил название концепции двойной ядерной системы. На основе этой концепции предложена и развита модель ДЯС, которая впервые позволила учесть конкуренцию между полным слиянием и квазиделением, объяснить большой набор экспериментальных данных и сделать ряд успешных предсказаний. 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.

Кратко излагаются существовавшие до наших работ модели, которые позволяли рассчитывать сечение полного слияния, только если оно совпадает с сечением захвата. Подчеркивается, что в отличие от

других моделей слияния, где коллективной координатой, вдоль которой происходит слияние, является R (или удлинение системы), в модели ДЯС слияние представляется как движение по η . Квазиделение рассматривается как распад ДЯС, т.е. движение к большим R .

Дается обзор экспериментальных явлений, для объяснения которых применяется предложенная модель. Это реакции слияния, приводящие к образованию сверхтяжелых ядер, синтез нейтронодефицитных ядер в реакциях слияния и реакциях передач, бимодальность в делении тяжелых ядер и роль предразрывных конфигураций в формировании характеристик продуктов деления, низколежащие коллективные состояния отрицательной четности.

В **главе 1** разработана теоретическая модель (модель ДЯС) для описания конкуренции между полным слиянием и квазиделением. Одновременно рассмотрены процессы диффузии по относительному расстоянию R и массовой асимметрии η . Важный момент эволюции ДЯС к составному ядру — появление барьера слияния B_{fus}^* по массовой асимметрии. Энергетический порог для полного слияния, связанный с этим барьером, намного меньше, чем энергия "extra-extra push" в макроскопической динамической модели. Этот наш результат хорошо согласуется с экспериментальными данными по синтезу сверхтяжелых элементов. Показано, что из-за конкуренции между полным слиянием и квазиделением вероятность формирования составного ядра сильно уменьшается с уменьшением массовой асимметрии η_i начальной ДЯС. Причиной является увеличение внутреннего барьера слияния B_{fus}^* с уменьшением η_i . Кроме того, из-за увеличения кулоновского отталкивания с уменьшением η "карман" в ядро-ядерном потенциале становится очень мелким. Сечение образования испарительного остатка в рамках модели ДЯС можно представить в виде

$$\sigma_{ER}(E_{c.m.}) = \sum_{J=0} \sigma_c(E_{c.m.}, J) P_{CN}(E_{c.m.}, J) W_{sur}(E_{c.m.}, J),$$

где $\sigma_c(E_{c.m.}, J)$ — парциальное сечение захвата, $P_{CN}(E_{c.m.}, J)$ и W_{sur} — вероятность слияния и выживаемость полученного составного ядра в интересующем нас канале. $E_{c.m.}$ — энергия столкновения в системе центра масс.

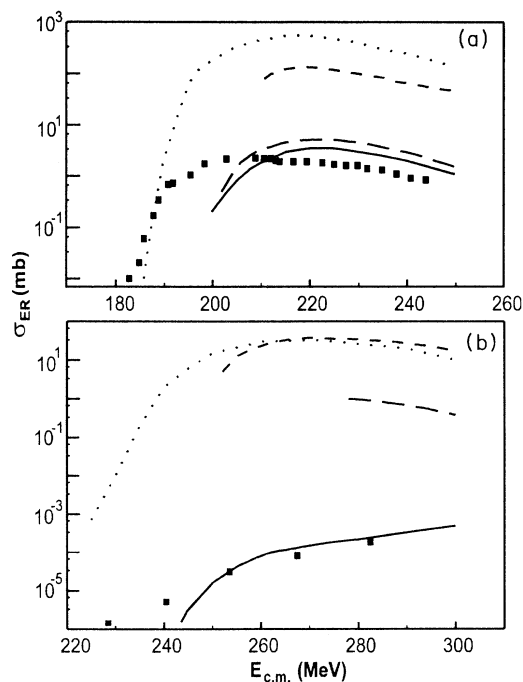


Рис. 1: Зависимость сечений образования испарительных остатков от энергии $E_{c.m.}$ для реакций $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ (a) и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ (б). Результаты расчетов в рамках оптической модели, модели поверхностного трения, динамической макроскопической модели и нашей модели показаны пунктирной линией, короткими штрихами, длинными штрихами и сплошной линией соответственно. Экспериментальные данные показаны квадратиками.

В первом разделе главы рассматриваются особенности слияния тяжелых ядер. На примере симметричных реакций $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ проводится сравнительный анализ существовавших моделей слияния. Сечения формирования составного ядра были получены в рамках оптической модели, модели с поверхностным трением, макроскопической динамической модели. Рассчитанные сечения испарительных остатков не соответствуют экспериментальным данным (рис. 1). Различие особенно велико для реакции $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$. Наблюдаемое несоответствие объясняется отсутствием конкуренции слияния и квазиделения в существовавших подходах к описанию слияния тяжелых ядер. Учет этой конкуренции в рамках нашей модели позволил объяснить сильное уменьшение сечений испарительных остатков в этих реакциях.

Вводится определение потенциальной энергии ДЯС как функции зарядовой (массовой) асимметрии, углового момента, расстояния между центрами ядер и параметров их деформации. Для нахождения величины P_{CN} в почти симметричных реакциях предложен статистиче-

ский подход, т.е. вероятности слияния и квазиделения определяются плотностями состояний на соответствующих барьерах. Модель полного слияния, в которой $P_{CN} \approx 1$, показала большое расхождение с экспериментальными данными для реакции $^{124}\text{Sn} + ^{96}\text{Zr}$. Напротив, в модели ДЯС для почти симметричной системы величина P_{CN} много меньше единицы, что позволяет хорошо описать экспериментальные данные.

Во втором разделе модель обобщается на случай асимметричных реакций. Помимо статистических аспектов в ДЯС оказываются важными динамические эффекты, потому что массовая асимметрия ДЯС в этих реакциях будет уменьшаться со временем. Для определения конкуренции между полным слиянием и квазиделением в асимметричной ДЯС используется 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 так же вычислять вероятность P_{CN} преодоления барьера слияния по η . Используемый коэффициент трения сравнивается со значениями, полученными из анализа реакций передач. Решая систему уравнений на первые и вторые моменты функции распределения в уравнении Фоккера-Планка и предполагая вид этой функции, вычисляем P_{CN} . Другой способ вычисления вероятности слияния – использование выражения Крамерса для потоков вероятности через внутренний барьер слияния и барьер квазиделения. В этом случае не требуется предположения о виде функции распределения.

Чтобы исследовать зависимость P_{CN} от массовой асимметрии η_i начальной ДЯС, рассмотрены 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 . Внутренний барьер слияния V_{fus}^* для начальной ДЯС увеличивается с уменьшением η_i . С другой стороны, глубина потенциального кармана V_{qf} в ядро-ядерном потенциале уменьшается с уменьшением η_i для начальной ДЯС. Следовательно, ожидается уменьшение сечения слияния с уменьшением η_i . Рис. 2 и 3 демонстрируют хорошее согласие между величинами P_{CN} , полученными в двух разных подходах. Поэтому, для расчета сечений слияния можно использовать наиболее простой из этих подходов. Минимальный избыток кинетиче-

ской энергии ΔE выше входного кулоновского барьера, при котором слияние становится возможным в нашей модели, находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

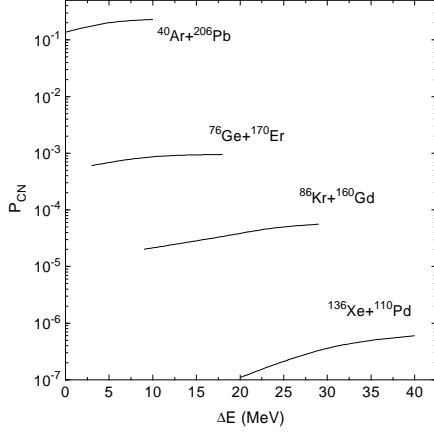


Рис.2. Зависимость вероятности слияния от ΔE для реакций, ведущих к составному ядру ^{246}Fm . Использовалось решение уравнений на первые и вторые моменты.

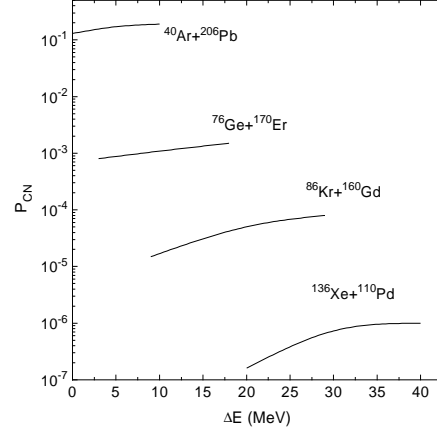


Рис.3. Зависимость вероятности слияния от ΔE для реакций, ведущих к составному ядру ^{246}Fm . Использовалось выражение Крамерса.

В третьем разделе конкуренция между слиянием и квазиделением рассматривается в квазистационарном приближении. Предполагается, что после экспоненциального роста за переходное время τ_i скорости потоков вероятности $\lambda_i(t)$ через соответствующие барьеры достигают асимптотических значений λ_i^{Kr} . В этом случае $P_{CN} = \lambda_{fus}^{Kr} / (\lambda_{fus}^{Kr} + \lambda_{qf}^{Kr})$. Показано, что вычисление P_{CN} с учетом переходного времени приводит к уменьшению P_{CN} в реакциях $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{136}\text{Xe}$ максимум на 30 %. В других рассматриваемых реакциях влияние переходной стадии незначительно. В отличие от случая больших энергий возбуждения ДЯС при малых энергиях возбуждения необходимо учитывать оболочечные эффекты и деформации ядер ДЯС. Поскольку в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ тяжелое ядро деформировано даже в начальной ДЯС, учет деформации ядер приво-

дит к большим B_{fus}^* по сравнению со значениями, вычисленными со сферическими ядрами. Эффекты деформации приводят к уменьшению B_{fus}^* в реакциях холодного слияния, где ядра во входном канале почти сферические. Расчетные результаты по энергетическим порогам слияния и сечениям образования испарительных остатков находятся в хорошем согласии с существующими экспериментальными данными.

В четвертом разделе приводится схема расчета сечения образования испарительных остатков в рамках предложенной модели. Представлено вычисление вероятности выживания ядра по отношению к делению с использованием модели ферми-газа для плотности уровней. Обсуждается зависимость теоретических результатов от используемых параметров. Наиболее сильное влияние оказывает отношение параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах. Показана эквивалентность учета затухания оболочечных эффектов в барьере деления и параметре плотности уровней. Обсуждается вычисление барьеров для эмиссии заряженных частиц из возбужденных ядер.

В **главе 2** обосновывается предложенная модель ДЯС. Модели, которые рассматривают формирование составного ядра и позволяют нам оценивать вероятность слияния P_{CN} , отличаются выбором коллективных переменных, по которым преимущественно происходит слияние. Соответственно, можно выделить два подхода: адиабатический и неадиабатический. В адиабатическом приближении, к которому относится наша модель, исходят из того, что слияние протекает довольно быстро, за время порядка 10^{-20} с. За столь короткий интервал времени структурный запрет (следствие принципа Паули) сохраняется и препятствует существенному проникновению одного ядра в другое. Поэтому единственный открытый путь к составному ядру — эволюция по координате массовой асимметрии.

В первом разделе рассмотрено слияние в различных симметричных и почти симметричных реакциях по адиабатическому сценарию: 1) шейка быстро растет после контакта ядер и объединенная система (мооядро) оказывается в долине деления; 2) составное ядро формируется из-за диффузии к меньшему удлинению (или относительному

расстоянию R) в этой долине. Для расчета потенциальной поверхности использовалась двухцентровая оболочечная модель (TCSM). Спуск в долину деления мы рассматриваем динамически, решая классические уравнения движения с массовыми параметрами, вычисленными в приближении Вернера-Уилера, и коэффициентами трениями, полученными из флуктуационно-диссипативного соотношения. Затем в долине деления вычислялись скорости потоков вероятности через барьеры слияния и квазиделения, и находилась вероятность слияния. Исследование динамики слияния в рамках адиабатической TCSM показало, что в большинстве реакций получаемые вероятности слияния намного больше, чем экспериментальные значения (см. рис. 4). Изотопическая зависимость вероятности слияния, а также зависимость от асимметрии во входном канале неверны в адиабатическом рассмотрении. Поэтому для объяснения экспериментальных данных должны существовать ограничения на быстрый рост шейки и движение к меньшему R . Показано, что рост шейки может быть значительно замедлен в случае более аккуратного расчета потенциальной энергии в зависимости от размера шейки и использования микроскопических массовых параметров. Существование таких ограничений означает, что конфигурация ДЯС имеет время жизни, сопоставимое со временем реакции. Как раз это и предполагается в модели ДЯС, которая хорошо описывает экспериментальные данные.

Во втором разделе обсуждаются динамические ограничения на слияние тяжелых ядер. Массовые параметры получены микроскопически в теории линейного отклика. Использовалась адиабатическая и диабатическая формулировки TCSM. Массовый параметр для шейки получился почти в 30 раз больше, чем в гидродинамическом приближении. Из-за этого параметр шейки меняется медленно и может считаться фиксированным во время слияния. При этом значения P_{CN} , вычисленные в адиабатическом подходе к движению по R , правильно зависят от начального значения η во входном канале, но значительно завышены по сравнению с экспериментальными данными. Чтобы описать экспериментальные данные, необходимо рассмотреть структурный запрет на движение к меньшим R . Для этого предложено вычисление

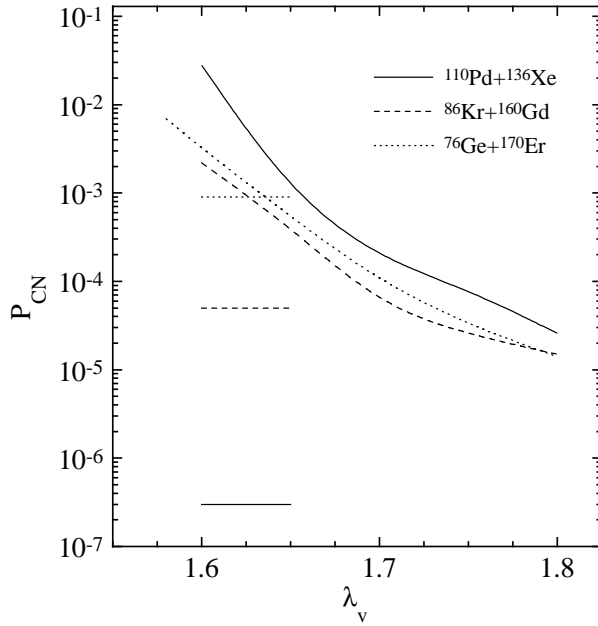


Рис. 4: Зависимость вероятности слияния от значения λ_v (относительное удлинение системы, при котором она оказывается в долине деления) для указанных реакций, ведущих к образованию составного ядра ^{246}Fm . Значения P_{CN} , извлеченные из экспериментальных данных, показаны горизонтальными линиями.

диабатического потенциала как меры структурного запрета. Диабатический потенциал оказался подобен потенциалу, вычисленному с помощью процедуры двойной свертки, который мы используем в модели ДЯС.

В третьем разделе рассмотрен переход от диабатики к адиабатике. Этот переход является более медленным, чем квазиделение, и система не имеет достаточно времени, чтобы "забыть" о структурном запрете. В результате сохраняется большой барьер для движения к меньшему R . Динамический диабатический потенциал даже через время равное времени жизни начальной ДЯС имеет очень большой барьер слияния по R и, соответственно, вероятность слияния по R незначительна для комбинаций, приводящих к образованию ^{246}Fm . Нужно отметить, что при вычислении динамических потенциалов использовалось минимально возможное время релаксации для перехода между диабатическим и адиабатическим потенциалами. Рассчитанные энергетические пороги для полного слияния позволяют сделать вывод, что ДЯС эволюционирует к составному ядру по массовой асимметрии (рис. 5).

В **главе 3** исследуются изотопические тенденции в реакциях слияния, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер. В первом раз-

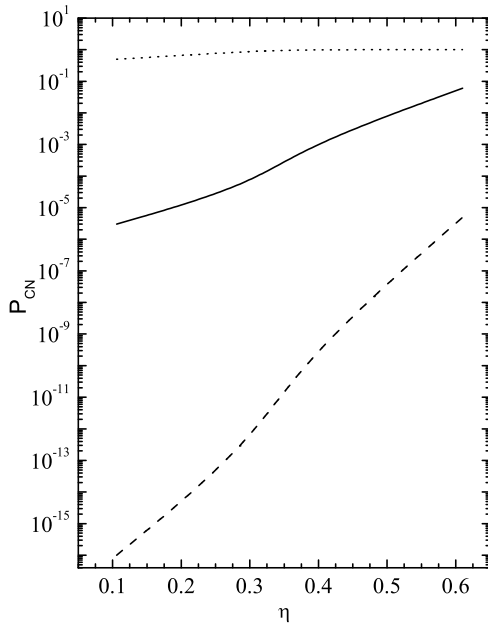


Рис. 5: Вероятность слияния P_{CN} в реакциях, ведущих к образованию ^{246}Fm с энергией возбуждения 30 МэВ, как функция массовой асимметрии во входном канале. Результат адиабатического рассмотрения слияния по R представлен пунктирной линией. Верхний предел вероятности слияния по R , полученный в динамическом адиабатическом потенциале, показан штриховой линией. Вероятность слияния в канале по η при закрытом канале слияния по R показана сплошной линией.

деле рассматриваются возможности использования нейтроноизбыточных налетающих ядер в реакциях холодного слияния. Благодаря нейтронному избытку можно получить большую стабильность (большую W_{sur}) составного ядра. Однако вероятность полного слияния P_{CN} , которая зависит от ядерной структуры и от количества нейтронов, расположенных выше ближайших замкнутых оболочек в сталкивающихся ядрах, также очень важна и может компенсировать увеличение W_{sur} при вычислении сечения образования испарительных остатков σ_{ER} . Расчетные результаты находятся в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными. Вычисления для всех реакций были выполнены с одним и тем же набором параметров и предположений. Изотопическая зависимость σ_{ER} , главным образом, определяется вероятностями слияния и выживания. Из нашей модели следует, что интенсивные пучки нейтронообогащенных ядер будут полезны для получения тяжелых актинидов, например, Fm, как показано в Табл. 1. В реакциях холодного слияния использование нейтронообогащенных налетающих ядер приводит к величинам σ_{ER} , сопоставимым с сечениями для реакций со стабильными ядрами. Если интенсивность радиоактивных пучков меньше, чем интенсивность пучка стабильных ядер,

то время облучения с радиоактивным пучком должно быть больше, чтобы достигнуть того же самого предела в сечении.

Из расчетов по нашей модели следовало, что элемент 118 не мог быть получен в эксперименте в LBNL, поскольку $\sigma_{ER} < 0.01$ пб. Т.е. модель ДЯС оказалась единственной, которая указала на ошибочность результатов этого эксперимента, которая позже была признана в LBNL.

Таблица 1: Энергии возбуждения E_{CN}^* составного ядра, вероятность слияния P_{CN} , сечение захвата σ_c , вероятность выживания W_{sur} , и теоретическое σ_{ER}^{th} и экспериментальное σ_{ER}^{exp} сечения образования испарительных остатков для реакций, ведущих к образованию ядер Fm, и для некоторых реакций холодного слияния.

Реакции	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	4×10^{-2}	9.6	8×10^{-7}	0.3 пб	
$^{76}\text{Zn}+^{174}\text{Yb}\rightarrow^{248}\text{Fm}+2n$	23.0	2×10^{-3}	8.8	6×10^{-4}	10.6 пб	
$^{76}\text{Ge}+^{170}\text{Er}\rightarrow^{244}\text{Fm}+2n$	24.6	5×10^{-4}	8.4	3×10^{-4}	1.3 пб	$1.6^{+1.3}_{-1.6}$ пб
$^{54}\text{Cr}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{261}\text{106}+1n$	16.0	9×10^{-4}	4.6	1×10^{-4}	0.4 пб	$0.5^{+0.14}_{-0.14}$ пб
$^{54}\text{Cr}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{260}\text{106}+2n$	20.4	3×10^{-3}	4.5	3×10^{-5}	0.4 пб	$0.28^{+0.05}_{-0.05}$ пб
$^{54}\text{Cr}+^{209}\text{Bi}\rightarrow^{262}\text{107}+1n$	15.9	2×10^{-4}	4.5	3×10^{-4}	270 пб	163^{+34}_{-34} пб
$^{58}\text{Fe}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{265}\text{108}+1n$	15.5	3×10^{-5}	4.0	4×10^{-4}	48 пб	$65.8^{+7.5}_{-7.5}$ пб
$^{58}\text{Fe}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{264}\text{108}+2n$	19.5	1.5×10^{-4}	3.9	1×10^{-5}	5.9 пб	$4.5^{+5.7}_{-2.9}$ пб
$^{58}\text{Fe}+^{209}\text{Bi}\rightarrow^{266}\text{109}+1n$	15.7	6×10^{-6}	4.0	5×10^{-4}	12 пб	$8.8^{+3.3}_{-3.3}$ пб
$^{62}\text{Ni}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{269}\text{110}+1n$	12.3	4.5×10^{-6}	3.5	5×10^{-4}	7 пб	$3.5^{+2.7}_{-1.8}$ пб
$^{64}\text{Ni}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{271}\text{110}+1n$	10.7	1×10^{-5}	3.4	5×10^{-4}	17 пб	15^{+9}_{-6} пб
$^{70}\text{Ni}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{277}\text{110}+1n$	13.5	7×10^{-8}	3.1	5×10^{-3}	1.1 пб	
$^{74}\text{Ni}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{281}\text{110}+1n$	15.0	6×10^{-8}	3.0	2×10^{-2}	3.6 пб	
$^{78}\text{Ni}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{284}\text{110}+2n$	17.5	2×10^{-7}	3.0	6×10^{-2}	36 пб	
$^{64}\text{Ni}+^{209}\text{Bi}\rightarrow^{272}\text{111}+1n$	10.5	2×10^{-6}	3.4	6×10^{-4}	4.1 пб	$3.5^{+4.6}_{-2.3}$ пб
$^{68}\text{Zn}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{275}\text{112}+1n$	10.0	2.5×10^{-6}	3.0	3×10^{-4}	2.3 пб	< 1.2 пб
$^{70}\text{Zn}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{277}\text{112}+1n$	9.8	1×10^{-6}	3.0	6×10^{-4}	1.8 пб	$1.0^{+1.3}_{-0.7}$ пб
$^{80}\text{Zn}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{286}\text{112}+2n$	15.7	7×10^{-9}	2.6	1×10^{-1}	1.8 пб	
$^{68}\text{Zn}+^{209}\text{Bi}\rightarrow^{276}\text{113}+1n$	9.6	1×10^{-6}	2.9	1×10^{-4}	290 фб	
$^{70}\text{Zn}+^{209}\text{Bi}\rightarrow^{278}\text{113}+1n$	10.6	4×10^{-7}	2.9	2×10^{-4}	232 фб	< 600 фб
$^{74}\text{Ge}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{281}\text{114}+1n$	12.5	2×10^{-8}	2.5	2×10^{-3}	100 фб	
$^{76}\text{Ge}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{283}\text{114}+1n$	12.4	4×10^{-9}	2.5	2×10^{-2}	200 фб	
$^{78}\text{Ge}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{285}\text{114}+1n$	14.2	5×10^{-10}	2.1	2×10^{-2}	21 фб	
$^{82}\text{Ge}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{289}\text{114}+2n$	16.3	1×10^{-9}	2.0	1×10^{-1}	200 фб	
$^{84}\text{Ge}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{291}\text{114}+2n$	18.5	2×10^{-10}	2.0	2×10^{-1}	80 фб	
$^{86}\text{Ge}+^{208}\text{Pb}\rightarrow^{294}\text{114}+2n$	20.4	4×10^{-10}	2.0	4×10^{-2}	32 фб	

Во втором разделе рассмотрена изотопическая зависимость сечений в реакциях холодного слияния. Вероятности слияния и выживания, от произведения которых зависят сечения испарительных остатков, чувствительны к числу нейтронов в ядре-снаряде. Определенные реакции

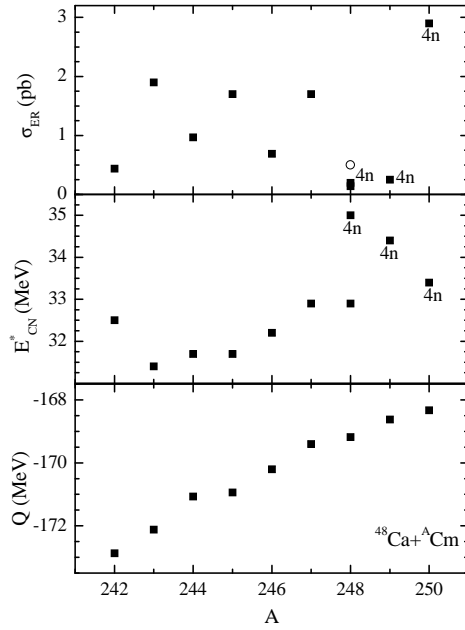


Рис. 6: Максимумы функций возбуждения в канале $3n$ (вверху) при соответствующих энергиях возбуждения составного ядра (середина) и значения Q (внизу) для реакций слияния $^{48}\text{Ca}+^A\text{Cm}$ (темные символы) как функции A . Отмечены максимальные сечения образования испарительных остатков в канале $4n$. Экспериментальные данные для реакции $^{48}\text{Ca}+^{248}\text{Cm}\rightarrow^{292}116+4n$ ($E_{CN}^* \approx 31 - 36$ MeV) показаны светлым кружком.

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

Во третьем разделе рассмотрена изотопическая зависимость сечений в реакциях горячего слияния. На примере рис. 6 видно, что реакции с меньшим числом нейтронов в мишени в определенных интервалах A выглядят даже предпочтительней для получения сверхтяжелых ядер, чем ядра-мишени с большим нейтронным избытком. Значение P_{CN} становится больше с уменьшением A в большинстве рассмотренных случаев. В этих реакциях значение Q и, таким образом, E_{CN}^* уменьшаются с уменьшением A в рассмотренных интервалах. Доступные на момент расчетов экспериментальные данные хорошо описыва-

ются, что позволяет надеяться на правильные предсказания. Предполагаемая погрешность наших вычислений σ_{ER} находится в пределах фактора 2–4. Из наших вычислений можно ожидать довольно большие сечения, несколько пб, в реакциях с пучком ^{48}Ca на актинидных мишенях ^{229}Th , $^{235,236}\text{U}$, $^{240-242}\text{Pu}$, $^{243,245,247,250}\text{Cm}$. 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 .

В **главе 4** изучаются возможности получения нейтронодефицитных ядер в реакциях полного слияния и реакциях передач. В первом разделе демонстрируется, что конкуренция между испарительными каналами в тяжелых нейтронодефицитных ядрах правильно описывается в нашей модели около максимумов функций возбуждения. Предлагаются реакции слияния для получения нейтронодефицитных изотопов бария, где главным каналом девозбуждения является испарение заряженных частиц, с которым конкурирует эмиссия нейтронов.

Во втором разделе обсуждается получение новые нейтронодефицитных изотопов актинидов в реакциях слияния. Для синтеза нейтронодефицитных ядер $^{223-227}\text{Pu}$ можно использовать xn испарительные каналы в реакциях $^{24}\text{Mg}+^{204,206,208}\text{Pb}$ и $^{26}\text{Mg}+^{204,206}\text{Pb}$, которые приводят к сечениям (0.1–50) нб. В αxn испарительном канале реакций $^{40}\text{Ca}+^{190,192}\text{Os}$ можно ожидать сечений 3–20 пб. Ядра $^{218-222}\text{Pu}$ можно получить в xn испарительных каналах реакций $^{40,44}\text{Ca}+^{184}\text{W}$ и $^{32}\text{S}+^{192}\text{Pt}$ с $2 \text{ пб} < \sigma_{ER}^{xn} < 8 \text{ нб}$.

Реакции $^{28}\text{Si}+^{192}\text{Pt}$, $^{23}\text{Na}+^{204}\text{Pb}$ и $^{27}\text{Al}+^{204,206}\text{Pb}$ подходят для получения, соответственно, $^{214-216}\text{U}$, $^{223-225}\text{Np}$ и $^{228-230}\text{Am}$, с сечениями больше, чем 1 нб. Нейтронодефицитные ядра $^{228-231}\text{Cm}$ ($^{234-238}\text{Cf}$) можно получить в xn испарительных каналах реакций $^{28,30}\text{Si}+^{204}\text{Pb}$ ($^{34}\text{S}+^{204,206}\text{Pb}$) с сечениями (0.5–20) нб ((0.1–20) нб). Более симметричные реакции $^{44}\text{Ca}+^{190,192}\text{Os}$ приведут к получению изотопов Cm с сечениями меньшими примерно в сто раз. Однако они позволят получить ядра близкие к линии протонной стабильности.

В нейтронодефицитных ядрах предлагается изучать роль оболочки $N = 126$, исследуя времена их жизни относительно α -распада. В этой

области теоретические значения T_α крайне чувствительны к нейтронному числу из-за прохождения изотопической последовательности через магическое число.

В третьем разделе показана возможность получения ядер около ^{100}Sn в реакциях передач. Рассмотрение проведено микроскопически. Выходы экзотических ядер зависят от структуры сталкивающихся ядер. Получение данного изотопа может быть оптимизировано соответствующим выбором реакции. В частности, для синтеза нейтрондефицитного ^{100}Sn , реакция $^{54}\text{Fe}+^{106}\text{Cd}$ кажется самой эффективной по сравнению с реакциями $^{56}\text{Fe}+^{106}\text{Cd}$, $^{64}\text{Zn}+^{106}\text{Cd}$, $^{58}\text{Ni}+^{106}\text{Cd}$, $^{58}\text{Ni}+^{112}\text{Sn}$ и $^{40}\text{Ca}+^{106}\text{Cd}$ из-за достаточно низкого барьера и малого зарядового дрейфа к N/Z -равновесию. Только первичные нейтрондефицитные изотопы с энергией возбуждения меньше 100 МэВ могут выжить в сильной конкуренции с эмиссией заряженных частиц, что накладывает дополнительные ограничения на угловые моменты, дающие вклад в сечение.

Для реакций со значительной разницей зарядовых (массовых) чисел между входным и выходным каналами из-за эмиссии заряженных частиц из ядер более тяжелых, чем интересующий изотоп, возможно получение некоторых экзотических изотопов. Существование оптимальной энергии для получения определенного изотопа демонстрируется на примере реакции $^{32}\text{S}+^{197}\text{Au}$.

В **главе 5** описываются основные характеристики деления в модели ДЯС. Рассмотрение основано на предположении, что характеристики продуктов деления, в основном, определяются формой делящегося ядра в точке разрыва, т.е. конфигурацией ДЯС. Как следствие, деформация делящейся системы в точке разрыва критическим образом влияет на значение полной кинетической энергии (ТКЕ) фрагментов деления после распада. При описании деления модель ДЯС имеет много общего с моделью точки разрыва, но расстояние между поверхностями ядер не является параметром.

Первый раздел посвящен рассмотрению массовых, зарядовых и энергетических распределений продуктов бинарного деления. Предразрывная ДЯС моделируется в виде двух касающихся аксиально

Таблица 2: Сравнение экспериментальных (*exp*) и рассчитанных (*th*) средних ТКЕ пар фрагментов деления

Фрагментация	$\langle \text{ТКЕ} \rangle_{exp}$ (МэВ)	$\langle \text{ТКЕ} \rangle_{th}$ (МэВ)
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{98}\text{Sr} + ^{134}\text{Te}$	168	174
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{88}\text{Se} + ^{144}\text{Ba}$	158	153.5
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{114}\text{Ru} + ^{118}\text{Pd}$	153	159
$^{250}\text{Cf} \rightarrow ^{74}\text{Zn} + ^{176}\text{Er}$	159	164.5
$^{250}\text{Cf} \rightarrow ^{80}\text{Ge} + ^{170}\text{Dy}$	164	169
$^{250}\text{Cf} \rightarrow ^{88}\text{Kr} + ^{162}\text{Sm}$	170.5	177.5
$^{252}\text{Cf} \rightarrow ^{124}\text{Cd} + ^{128}\text{Sn}$	192	198
$^{252}\text{Cf} \rightarrow ^{74}\text{Ni} + ^{178}\text{Yb}$		159
$^{258}\text{Fm} \rightarrow ^{126}\text{Sn} + ^{132}\text{Sn}$	230	229
$^{258}\text{Fm} \rightarrow ^{126}\text{Cd} + ^{132}\text{Te}$	205	198
$^{258}\text{No} \rightarrow ^{126}\text{Cd} + ^{132}\text{Xe}$	204	200.5

симметричных вытянутых эллипсоидов. Оси симметрии эллипсоидов совпадают с линией, соединяющей их центры. Варьируя деформации фрагментов, найдены конфигурация системы с минимальной потенциальной энергией. При фиксированных массовых и зарядовых числах фрагментов потенциальная энергия как функция деформаций фрагментов может иметь несколько минимумов вследствие оболочечных эффектов. Распад системы из этих минимумов энергетически более выгоден. Используя потенциальную энергию, мы вычисляли вероятности образования разных конфигураций ДЯС. Показано хорошее согласие расчетных зарядовых распределений с экспериментальными данными. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных $\langle \text{ТКЕ} \rangle$ представлено в Табл. 2 для фотоделения ^{232}Th , деления ^{250}Cf , вызванного тепловым нейтроном, и спонтанного деления ^{252}Cf , ^{256}No и ^{258}Fm .

Во втором разделе, задавая массовую и зарядовую асимметрии независимо, мы предложили новую интерпретацию эффекта бимодальности в делении тяжелых актинидов. Установлено, что разные моды деления соответствуют разным соседним значениям зарядовой асимметрии при одних и тех же или слегка отличающихся значениях массовой асимметрии. Большое отличие ТКЕ разных мод обусловлено сильным изменением оболочечной структуры фрагментов с изменением зарядовой асимметрии, когда один из фрагментов близок к дважды магическому ядру ^{132}Sn . Результаты расчета для ^{258}Fm приведены на рис. 7. Видны две хорошо различимые моды.

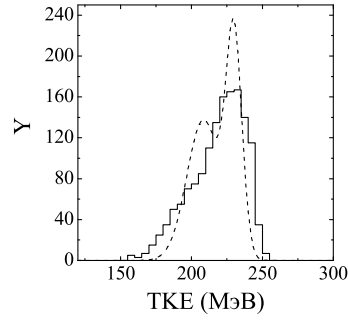


Рис. 7: Рассчитанное (пунктирные линии) распределение кинетической энергии (верхняя часть) и массовое распределение (нижняя часть) фрагментов деления ^{258}Fm в сравнении с экспериментальными данными (гистограмма).

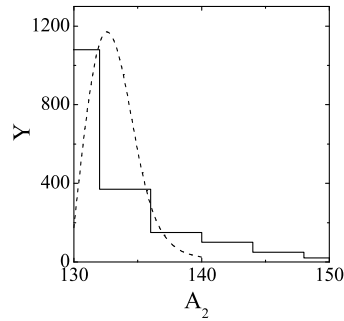


Таблица 3: Сравнение экспериментальных (E_{exp}) и рассчитанных (E_{calc}) энергий состояний основной полосы в $^{238-232}\text{U}$. Энергии даны в кэВ.

	^{238}U		^{236}U		^{234}U		^{232}U	
L^π	E_{exp}	E_{calc}	E_{exp}	E_{calc}	E_{exp}	E_{calc}	E_{exp}	E_{calc}
1^-	680	675	688	644	786	778	563	583
2^+	45	45	45	45	44	44	48	48
3^-	732	744	744	713	849	846	629	653
4^+	148	156	150	154	143	155	157	158
5^-	827	863	848	831	963	963	747	774
6^+	307	316	310	313	296	314	323	320
7^-	966	1025	1000	992	1125	1122	915	938
8^+	518	520	522	516	497	517	541	527
9^-	1150	1222	1199	1189	1336	1316	1131	1138
10^+	776	759	782	753	741	754	806	768
11^-	1378	1448					1391	1366
12^+	1077	1025					1112	1036

В **главе 6** установлена связь между состояниями отрицательной четности и асимметричными ДЯС, легкое ядро в которых является, например, α -частицей. В первом разделе расчет потенциальной энергии ДЯС как функции массовой асимметрии показывает, что

для рассмотренных ядер существенный вклад в формирование волновой функции ядра вносят лишь конфигурация моноядра ($|\eta|=1$) и α -кластерная ДЯС. Примесь асимметричных кластерных конфигураций в коллективных волновых функциях ядер приводит к асимметрии по отношению к пространственной инверсии. Предполагается, что моноядро имеет или лишь квадрупольную деформацию, или сферическую форму. Решения уравнения Шредингера в потенциале по η имеют хорошо определенную четность. Для построения основной полосы ядра берем нижайшее четное решение для четного значения спина L , для нечетного L – нижайшее нечетное. Обсуждаются детали расчета и значение массового параметра.

Во втором разделе приведены расчеты для полос альтернативной четности. Получены выражения для зависимости расщепления по четности от спина. Примеры сравнения расчетных результатов с экспериментальными данными приведены в Табл. 3 для изотопов урана.

В третьем разделе мультипольные моменты выражены через значения η и R и вычислены вероятности $E\lambda$ -переходов. Эффективный заряд для E1-переходов был взят равным $e_1^{eff} = e(1 + \chi)$ со средним значением коэффициента поляризации $\chi = -0.7$. В случае квадрупольных переходов заряд $e_2^{eff} = e$ не перенормировался. Для октупольных переходов эффективный заряд $e_{3,proton}^{eff} = 1.2e$ для протонов и $e_{3,neutron}^{eff} = 0.8e$ для нейтронов. Принимая во внимание коллективный характер модели и отсутствие параметров для подгонки данных, описание экспериментальных данных можно считать достаточно хорошим.

В Заключении сформулированы основные результаты представляемой диссертации.

**Результаты, включенные в диссертацию, опубликованы
в следующих работах:**

1. N.V. Antonenko, E.A. Cherepanov, A.K. Nasirov, V.P. Permjakov, V.V. Volkov, *Compound nucleus formation in reactions between massive nuclei: Fusion barrier*, Phys. Rev. C **51** (1995) 2635–2645.

2. Н.В.Антоненко, В.В.Волков, А.К.Насиров, Е.А.Черепанов, *Слияние массивных ядер в концепции двойной ядерной системы и макроскопической динамической модели.*, Изв. РАН, сер. физ. **60**, № 1 (1996) 106–113.
3. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Model of competition between fusion and quasifission in reactions with heavy nuclei*, Nucl. Phys. A **618** (1997) 176–198.
4. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, V.V. Volkov, *Treatment of competition between complete fusion and quasifission in collisions of heavy nuclei*, Nucl. Phys. A **627** (1997) 361–378.
5. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, V.V. Volkov, *Fusion cross sections for superheavy nuclei in the dinuclear system concept*, Nucl. Phys. A **633** (1998) 409–420.
6. N.V. Antonenko, A.K. Nasirov, T.M. Shneydman, V.D. Toneev, *Towards exotic nuclei via binary reaction mechanism*, Phys. Rev. C **57** (1998) 1832–1838.
7. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, S.P. Ivanova, W. Scheid, *Problems in description of fusion of heavy nuclei in the two-center shell model approach*, Nucl. Phys. A **646** (1999) 29–52.
8. A. Diaz-Torres, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Dinuclear system in diabatic two-center shell model approach*, Nucl. Phys. A **652** (1999) 61–70.
9. A. Diaz-Torres, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Melting or nucleon transfer in fusion of heavy nuclei?*, Phys. Lett. B **481** (2000) 228–235.
10. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, A. Diaz-Torres, W. Scheid, *Dynamical restriction for growing neck in a dinuclear system*, Nucl. Phys. A **671** (2000) 233–254.
11. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Isotopic dependence of fusion cross sections in reactions with heavy nuclei*, Nucl. Phys. A **678** (2000) 24–38.

12. T.M. Shneidman, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, R.V. Jolos, W. Scheid, *Cluster interpretation of parity splitting in alternating parity bands*, Phys. Lett. B **526** (2002) 322–328.
13. А.С. Зубов, Г.Г. Адамян, Н.В. Антоненко, С.П. Иванова, В. Шайд, *Выживаемость возбужденных сверхтяжелых ядер*, ЯФ **66** (2003) 242–256.
14. A.S. Zubov, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, S.P. Ivanova, W. Scheid, *Competition between evaporation channels in neutron-deficient nuclei*, Phys. Rev. C **68** (2003) 014616, 10 pages.
15. T.M. Shneidman, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, R.V. Jolos, W. Scheid, *Cluster interpretation of properties of alternating parity bands in heavy nuclei*, Phys. Rev. C **67** (2003) 014313, 12 pages.
16. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Isotopic trends in the production of superheavy nuclei in cold fusion reactions*, Phys. Rev. C **69** (2004) 011601(R), 5 pages.
17. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Unexpected isotopic trends in the synthesis of superheavy nuclei*, Phys. Rev. C **69** (2004) 014607, 6 pages.
18. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, *Possibilities of synthesis of new superheavy nuclei in actinide-based fusion reactions*, Phys. Rev. C **69** (2004) 044601, 5 pages.
19. A.V. Andreev, G.G. Adamian, N.V. Antonenko, S.P. Ivanova, *Bimodality and charge splitting in fission of actinides*, Eur. Phys. J. A **26** (2005) 327–332.
20. А.В. Андреев, Г.Г. Адамян, Н.В. Антоненко, С.П. Иванова, В. Шайд, *Эффекты деформаций ядер в двойных ядерных системах: приложение к процессу деления*, ЯФ **69** (2006) 219–228.
21. G.G. Adamian, N.V. Antonenko, W. Scheid, A.S. Zubov, *Possibilities of production of neutron-deficient isotopes of U, Np, Pu, Am, Cm, and Cf in complete fusion reactions*, Phys. Rev. C **78** (2008) 044603, 11 pages.