



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

7-2018-2
На правах рукописи

КАРПОВ
Александр Владимирович

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ
ОСНОВНЫХ МЕХАНИЗМОВ ОБРАЗОВАНИЯ
И РАСПАДА ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

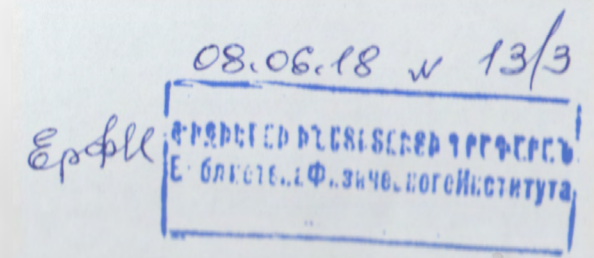
Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 05.02.2018.

Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 2. Уч.-изд. л. 1,92. Тираж 100 экз. Заказ № 59330.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@jinr.ru
www.jinr.ru/publish/



Дубна 2018

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций имени Г. Н. Флерова
Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

Грудзевич Олег Теофильевич

доктор физико-математических наук, профессор
Акционерное общество «Государственный научный центр Российской
Федерации — Физико-энергетический институт имени А. И. Лейпунского»,
заместитель генерального директора —
директор отделения перспективных исследований

Курепин Алексей Борисович

доктор физико-математических наук, профессор
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук,
главный научный сотрудник

Рубченя Валерий Андреевич

доктор физико-математических наук, профессор
Акционерное общество «Радиовый институт имени В. Г. Хлопина»,
ведущий научный сотрудник

Ведущая организация:


Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова»

Защита состоится «29» июня 2018 года в 16⁰⁰ часов на заседа-
нии диссертационного совета Д 720.001.06 на базе Международной межпра-
вительственной организации Объединенного института ядерных исследова-
ний (ОИЯИ) по адресу: 141980, ул. Жоллио-Кюри 6, г. Дубна, Московская
область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ и на сайте:
http://www.info.jinr.ru/dissertation/DC_flnr_flnp.htm.

Автореферат разослан «25» мая 2018 года.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук

 Попко А. Г.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Среди основных задач ядерной физики можно вы-
делить проблему установления закона взаимодействия нуклонов внутри яд-
ра, а также определения границ существования ядерной материи. В настоя-
щее время известно около трех тысяч ядер и предполагается существование
еще около четырех-семи тысяч. Особенно плохо исследована область ней-
троноизбыточных ядер. Так, если линия протонной стабильности в основ-
ном известна вплоть до области сверхтяжелых элементов (СТЭ), то линия
нейтронной стабильности установлена только до $Z \simeq 12$. В то же время
знание свойств нейтроноизбыточных ядер чрезвычайно важно для пони-
мания механизма астрофизического нуклеосинтеза и, в частности, проис-
хождения тяжелых и, возможно, сверхтяжелых элементов. Таким образом,
получение и изучение нейтроноизбыточных ядер, удаленных от линии β -
стабильности, является одним из важнейших направлений ядернофизиче-
ских исследований.

За последние двадцать лет удалось добиться выдающихся успехов в син-
тезе и изучении свойств СТЭ, а также в понимании закономерностей проте-
кания ядерных реакций, ведущих к их образованию. Результаты последних
двух десятилетий по синтезу и изучению СТЭ, полученные, прежде всего,
в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ), дали мощный
импульс развитию этого направления ядерной физики. Синтез и изуче-
ние свойств новых СТЭ и их изотопов продолжается в ведущих мировых
центрах, что сопряжено с развитием экспериментальной базы. В ОИЯИ
создается рекордный по характеристикам ускорительный комплекс ново-
го поколения — первая в мире Фабрика сверхтяжелых элементов, которая
должна стать центром будущих исследований СТЭ.

В настоящее время для продолжения экспериментальных исследований
тяжелых и сверхтяжелых ядер требуются надежные теоретические рас-
четы сечений различных реакций, которые могут быть использованы для
синтеза этих ядер. Знание мод распада и времен жизни ядер в широкой
области чисел протонов и нейтронов также необходимо для планирования
соответствующих экспериментов и представляет не меньший самостоятель-
ный научный интерес.

Другой важной областью применения ядро-ядерных столкновений тя-
желых ионов является получение и изучение ядер, обогащенных нейтрона-
ми. Целый ряд экспериментальных установок, созданных и создаваемых в
ведущих мировых ядернофизических центрах, вовлечены в решение этой

задачи. Как уже было сказано, одной из основных целей исследования ядер, обогащенных нейтронами, является детальное понимание астрофизического r -процесса, который протекает через нейтроноизбыточные ядра вдали от линии β -стабильности. Такие ядра, расположенные в окрестности замкнутых нейтронных оболочек, образуют так называемые точки ожидания r -процесса. Знание свойств этих нуклидов играет ключевую роль в моделировании r -процесса.

Один из наименее исследованных районов карты нуклидов расположен вблизи нейтронной сферической оболочки $N = 126$. Это связано с низкими значениями сечений реакций фрагментации — единственным методом синтеза нейтронообогащенных ядер в этой области, применяемым до настоящего времени. Поскольку сечения фрагментации быстро уменьшаются с каждым шагом в направлении избытка нейтронов, поиск и изучение альтернативных эффективных методов получения этих ядер является актуальной задачей.

С точки зрения теоретического анализа ядро-ядерных столкновений, представляется чрезвычайно важным построение моделей, дающих максимально полное описание процессов, происходящих при столкновении тяжелых ионов. Так, например, для того чтобы оценить малые величины сечений реакций слияния, ведущих к образованию сверхтяжелых ядер (СТЯ), необходимо прежде всего уметь правильно описывать основные каналы реакции, а именно глубоконеупругое рассеяние и квазиделение. Таким образом, чрезвычайно важно проводить анализ всего процесса в рамках единого подхода с учетом сильной связи и перекрытия всех реакционных каналов: глубоконеупругого рассеяния, квазиделения, слияния и обычного деления.

Цель и задачи диссертации. Главной научной проблемой, на решение которой направлена данная диссертация, является теоретический анализ основных механизмов образования и распада тяжелых и сверхтяжелых ядер. Для достижения этой цели был поставлен ряд взаимосвязанных подзадач:

- Построение многомерной потенциальной энергии тяжелой ядерной системы — ключевой ее характеристики, определяющей как статические свойства ядра (структуру основного состояния и барьера деления, положение и высоту барьера слияния и т.д.), так и динамику ядро-ядерных столкновений.
- Разработка динамической модели ядро-ядерных столкновений, позволяющей максимально полно анализировать процессы, происходящие

при столкновении тяжелых ионов низких энергий. Анализ возможности использования реакций многонуклонных передач для получения нейтроноизбыточных тяжелых и сверхтяжелых ядер.

- Анализ реакций слияния ядер при энергиях вблизи кулоновского барьера. Выяснение роли и взаимосвязи различных степеней свободы ядерной системы, их влияние на процесс слияния.
- Анализ свойств радиоактивного распада тяжелых и сверхтяжелых ядер. Определение перспектив использования различных реакций для синтеза СТЯ, в том числе с целью синтеза новых СТЭ и достижения центра острова стабильности СТЭ.
- Создание общедоступного инструментария для анализа свойств ядер и ядерных реакций, позволяющего использовать эффективные, в том числе разработанные в настоящей диссертации, модели ядра и ядерной динамики.

Основные положения и результаты, выносимые на защиту.

- Макромикроскопическая модель потенциальной энергии двойной тяжелой ядерной системы, разработанная на основе двухцентровой оболочечной модели и приводящая к корректным свойствам потенциальной энергии во всей области деформаций ядер от компактных форм основного состояния и барьера деления моноядра до точки разрыва и асимптотической конфигурации двух разделенных ядер.
- Трехцентровая оболочечная модель потенциальной энергии тройной ядерной системы, позволяющая анализировать образование трех фрагментов произвольной массы в ядро-ядерных столкновениях. Возможность тройного деления и квазиделения СТЯ, обусловленная кластеризацией с образованием двух сильносвязанных фрагментов вблизи дважды магического ядра олова или свинца.
- Многомерная динамическая модель ядро-ядерных столкновений, позволяющая в едином подходе описывать экспериментально наблюдаемые характеристики ядерных реакций с тяжелыми ионами.
- Результаты расчетов сечений образования нейтроноизбыточных ядер, в том числе вблизи нейтронной оболочки $N = 126$, а также условия их наиболее эффективной экспериментальной идентификации.
- Результаты расчетов свойств распада тяжелых и сверхтяжелых ядер относительно α -распада, β -распада и спонтанного деления.

- Теоретическое обоснование существования области СТЯ, расположенных вблизи острова стабильности СТЭ и испытывающих электронный захват в качестве основной моды распада.
- Способ получения наиболее стабильных СТЯ с использованием реакций слияния и последующей серии электронных захватов.
- Критерии наблюдения усиления сечения слияния за счет связи с каналами передачи нейтронов при энергиях ниже кулоновского барьера. Способ учета процессов нейтронных передач при использовании квантового метода связанных каналов.
- База знаний по ядерной физике низких энергий NRV <http://nrv.jinr.ru>, доступная через сеть Интернет и объединяющая большое количество экспериментальных данных с вычислительными кодами для моделирования свойств ядер и динамики ядерных реакций.

Научная новизна работы. Макромикроскопическая модель потенциальной энергии двойной тяжелой ядерной системы, обладающей корректными свойствами во всей области деформаций ядер от компактных форм основного состояния и барьера деления моноядра до точки разрыва и асимптотической конфигурации двух разделенных ядер, была создана впервые. Это позволило разработать многомерную динамическую модель ядро-ядерных столкновений, позволяющую в едином подходе описывать экспериментально наблюдаемые характеристики ядерных реакций с тяжелыми ионами.

Впервые разработана трехцентровая оболочечная модель потенциальной энергии тройной ядерной системы, допускающая образование трех фрагментов произвольной массы в ядро-ядерных столкновениях.

Впервые предложен метод получения наиболее стабильных СТЯ, используя реакции слияния, приводящие к ядрам, испытывающим серию электронных захватов.

Способ реалистичного учета каналов нейтронных передач при использовании квантового метода связанных каналов предложен впервые.

Впервые создана база знаний по ядерной физике низких энергий NRV <http://nrv.jinr.ru>, доступная для любого исследователя через сеть Интернет и объединяющая большое количество экспериментальных данных с вычислительными кодами для моделирования свойств ядер и динамики ядерных реакций.

Практическая значимость работы. Результаты, лежащие в основе диссертации, включая ее выводы и разработанные модели, могут быть использованы при подготовке к проведению, а также при анализе соответствующих ядернофизических экспериментов. На основе ряда результатов, полученных в диссертации, выполнены и поданы заявки на проведение экспериментов в ОИЯИ (Дубна) и других ведущих научных центрах мира: GANIL (Франция), GSI (Германия) и Университет Йювяскюля (Финляндия). Это касается, прежде всего, развитой в работе динамической модели ядро-ядерных столкновений. По некоторым направлениям накоплен материал, являющийся хорошим заделом для продолжения исследований. Большинство вычислительных кодов, созданных автором в ходе выполнения диссертации, включены в состав базы знаний по ядерной физике низких энергий <http://nrv.jinr.ru>, широко используемой как в научных, так и в образовательных целях в России и в мире.

Личный вклад соискателя. Основные результаты и выводы диссертации, а также положения, выносимые на защиту, отражают вклад автора в опубликованные работы. В диссертацию включены те результаты совместных публикаций, которые либо получены лично автором, либо при его определяющем участии в формулировке задачи, разработке алгоритмов и их реализации в виде компьютерных кодов, проведении расчетов, анализе результатов, формулировании выводов, написании статей. Большинство вычислительных кодов, лежащих в основе данной работы, создано лично автором, включая все коды, используемые для: расчета потенциальной энергии тяжелой ядерной системы (1 глава диссертации и приложение), моделирования ядро-ядерных столкновений в рамках динамической модели, объединенной со статистической моделью распада возбужденного ядра (2 глава диссертации), нахождения свойств распадов ядер (4 глава диссертации).

В. В. Сайко участвовал в обсуждении динамической модели ядро-ядерных столкновений, проведении расчетов, анализе получаемых результатов и подготовке соответствующих статей к публикации.

Изучение особенностей подбарьерного слияния ядер, включая написание вычислительных программ, проведение расчетов, анализ результатов и написание статей, выполнены совместно с В. А. Рачковым и В. В. Самариним (3 глава диссертации).

Автор активно участвовал в разработке базы знаний по ядерной физике низких энергий, начиная с 2005 года, сначала в качестве одного из основных разработчиков, а с 2015 года — в качестве руководителя про-

екта (5 глава диссертации). Идея создания базы знаний принадлежит В. И. Загребаеву. Основными разработчиками, помимо автора диссертации, являются А. С. Деникин и А. П. Алексеев. Также значительный вклад в развитие базы знаний внесли: М. А. Науменко, В. А. Рачков, В. В. Самарин и В. В. Сайко. Определяющим был вклад автора в разработку следующих разделов базы знаний: *Оболочечная модель, Двухцентровая оболочечная модель, β -распад, Деление ядер, Распад возбужденного ядра, Образование остатков испарения, Драйвинг-потенциал*. Данные разделы основаны на вычислительных кодах, созданных лично автором. Существенным является вклад автора в разработку и поддержание разделов: *α -распад, Слияние ядер, Карта ядер* (базы данных по свойствам ядер), а также в разработку ряда программ, обеспечивающих сетевое функционирование базы знаний.

Апробация работы. Материалы диссертации доложены автором на 28 международных конференциях и совещаниях, а также на ряде научных семинаров Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Россия), ведущих исследовательских и учебных организаций Германии, Японии и ЮАР. По материалам диссертации опубликовано 45 работ, из них в журналах, включенных в перечень ВАК рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук — 22, а также в журналах, включенных в систему цитирования Scopus и/или Web of Science — 35. Часть материалов диссертации вошла в цикл работ «Теоретические исследования путей синтеза новых изотопов сверхтяжелых элементов» (авторы: В. И. Загребаев, А. В. Карпов, В. Грайнер), удостоенный первой премии ОИЯИ за 2015 год.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, одного приложения и списка цитируемой литературы. Объем диссертации — 226 страниц, включая 85 рисунков и 8 таблиц. Список литературы содержит 386 наименований.

Краткое содержание работы

Во введении изложено современное состояние дел по научной проблеме, на решение которой направлена данная диссертация. Сформулированы цели и задачи диссертации.

Первая глава посвящена обсуждению подходов, используемых для рас-

чета потенциальной энергии ядерной системы — ключевой ее характеристики, определяющей как статические свойства самого ядра, так и динамические особенности протекания ядерных реакций. Излагаются методы расчета диабатической и адиабатической потенциальной энергии двойной ядерной системы. Диабатический драйвинг-потенциал, используемый нами для анализа ядро-ядерных столкновений, может быть записан в виде

$$V_{\text{diab}}(A, Z; r, \mathbf{x}_1, \Omega_1, \mathbf{x}_2, \Omega_2, \eta_A, \eta_Z) = V_{12}(A_1, Z_1, A_2, Z_2; r, \mathbf{x}_1, \Omega_1, \mathbf{x}_2, \Omega_2) + M(A_1, Z_1; \mathbf{x}_1) + M(A_2, Z_2; \mathbf{x}_2) - M(A_T, Z_T; \mathbf{x}_T^{\text{g.s.}}) - M(A_P, Z_P; \mathbf{x}_P^{\text{g.s.}}), \quad (1)$$

где V_{12} — потенциальная энергия взаимодействия двух деформированных произвольно ориентированных ядер, $M(A_{1,2}, Z_{1,2})$ — массы образующихся фрагментов, а постоянная величина $M(A_T, Z_T) + M(A_P, Z_P)$ (сумма масс налетающих ядер) добавлена для того, чтобы результирующий потенциал обращался в ноль на бесконечности именно во входном канале. Нетрудно видеть, что в каналах с перераспределением нуклонов потенциал (1) на бесконечности равен Q -реакции. В выражении (1) r — расстояние между центрами масс взаимодействующих ядер, \mathbf{x}_i ($i = 1, 2$) — набор деформационных степеней свободы ядра, A и Z — масса и заряд системы, Ω_i описывает ориентацию осей симметрии ядер в плоскости реакции (θ_i) и вне ее (φ_i), $\eta_A = (A_2 - A_1)/(A_2 + A_1)$ и $\eta_Z = (Z_2 - Z_1)/(Z_2 + Z_1)$ — координаты массовой и зарядовой асимметрии.

Наиболее последовательным и естественным подходом к вычислению диабатического ядро-ядерного потенциала взаимодействия является так называемая фолдинг-процедура, в которой осуществляется простое суммирование и усреднение по плотностям ядер эффективных нуклон-нуклонных взаимодействий. При этом эффекты, обусловленные изменением кривизны ядерных поверхностей, учитываются автоматически. В этом подходе межъядерное взаимодействие достаточно просто вычисляется также и для случая произвольной ориентации статически деформированных ядер. Потенциал взаимодействия записывается в виде

$$V_{12}(r; \mathbf{x}_1, \Omega_1, \mathbf{x}_2, \Omega_2) = \int_{V_1} \rho_1(\mathbf{r}_1) \int_{V_2} \rho_2(\mathbf{r}_2) v_{NN}(\mathbf{r}_{12}) d^3\mathbf{r}_1 d^3\mathbf{r}_2, \quad (2)$$

где $v_{NN}(\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r} + \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)$ — эффективный нуклон-нуклонный потенциал, а $\rho_i(\mathbf{r}_i)$ — плотность распределения ядерного вещества в i -ом ядре. В качестве нуклон-нуклонного взаимодействия мы используем зависящий от плотности эффективный потенциал Мигдала [1] нулевого радиуса действия. В работе предложена глобальная параметризация ядерной плотности для вычисления фолдинг-потенциала с зависящими от плотностей си-

лами Мигдала. Этот потенциал дает правильные значения кулоновских барьеров слияния для ядер, тяжелее углерода. Он может быть использован для вычисления энергии взаимодействия деформированных ядер с произвольной взаимной ориентацией как в плоскости реакции, так и вне ее.

Адиабатическая потенциальная энергия определяется как разность массы всей системы (моноядро или два разделенных ядра) и масс основных состояний мишени и налетающего иона:

$$V_{\text{adiab}}(A, Z; r, \mathbf{x}, \eta_A, \eta_Z) = M(A, Z; r, \mathbf{x}, \eta_A, \eta_Z) - M(A_T, Z_T; \mathbf{x}_T^{\text{g.s.}}) - M(A_P, Z_P; \mathbf{x}_P^{\text{g.s.}}). \quad (3)$$

Два последних слагаемых в (3), как и в (1), в силу их постоянства определяют фактически нулевую точку отсчета потенциальной энергии во входном канале на бесконечности. Отметим, что для разделенных ядер первое слагаемое в (3) равняется сумме масс образовавшихся фрагментов и энергии их взаимодействия. Легко видеть, что выражения (1) и (3) в этом случае совпадают.

В стандартной макромикроскопической модели, базирующейся на методе оболочечной поправки Струтинского [2], зависящая от деформации масса ядра вычисляется следующим образом:

$$M(A, Z; r, \mathbf{x}, \eta_A, \eta_Z) = M_{\text{mac}}(A, Z; r, \mathbf{x}, \eta_A, \eta_Z) + \delta U(A, Z; r, \mathbf{x}, \eta_A, \eta_Z), \quad (4)$$

где M_{mac} — макроскопическая часть, которая обычно рассчитывается с использованием одного из вариантов модели жидкой капли (МЖК), а δU — оболочечная поправка. Для расчета M_{mac} мы используем МЖК, учитывающую конечный радиус действия ядерных сил [3, 4]. Оболочечная поправка определяется в рамках двухцентровой оболочечной модели [5].

Макроскопическая потенциальная энергия в МЖК рассчитывается, как правило, для однородного распределения заряда (т.е. $\eta_Z = \eta_A$). Зависимость потенциальной энергии от распределения заряда может быть учтена в виде отдельного слагаемого:

$$M_{\text{mac}}(A, Z; r, \mathbf{x}, \eta_A, \eta_Z) \simeq M_{\text{mac}}(A, Z; r, \mathbf{x}, \eta_A, \eta_Z) |_{\eta_Z = \eta_A} - C_{\eta_Z} \frac{(\eta_A - \langle \eta_Z \rangle)^2}{2} + C_{\eta_Z} \frac{(\eta_Z - \langle \eta_Z \rangle)^2}{2}, \quad (5)$$

где первое слагаемое может быть рассчитано в рамках МЖК [3, 4], $\langle \eta_Z \rangle$ есть зарядовая асимметрия, доставляющая минимум потенциальной энергии при заданных параметрах формы, и C_{η_Z} — коэффициент жесткости потенциальной энергии относительно вариации η_Z .

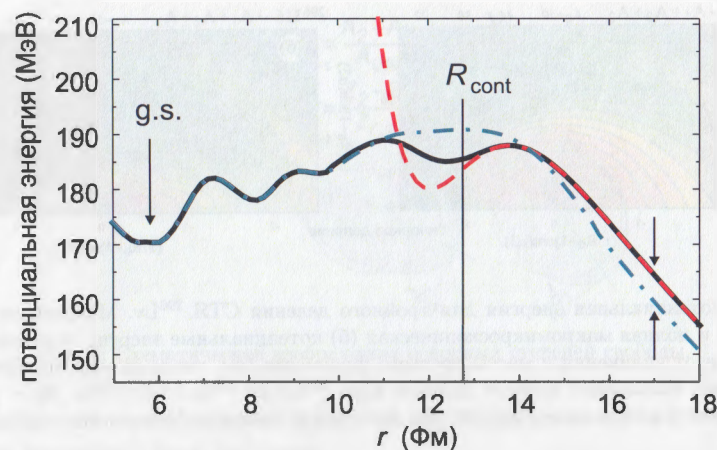


Рис. 1: Потенциальная энергия взаимодействия ядерной системы $^{296}\text{Lv} + ^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$, полученная в расширенной (сплошная кривая) и стандартной (штрих-пунктирная кривая) макромикроскопической модели. Пунктирная кривая соответствует адиабатическому потенциалу. Положение точки контакта показано вертикальной линией.

Непосредственное применение описанного стандартного макромикроскопического подхода сопряжено с некоторыми сложностями, связанными, прежде всего, с неаддитивностью рассчитываемой в рамках МЖК макроскопической массы относительно числа нейтронов и протонов системы. Указанная неаддитивность приводит к неправильной асимптотике потенциальной энергии для разделенных ядер, а также вблизи барьера слияния (Рис. 1). Для того чтобы преодолеть эту проблему, в работе предлагается расширенная версия макромикроскопической модели, имеющая корректные свойства как для компактных форм моноядра, так и для системы из двух разделенных ядер. Потенциальная энергия конструируется таким образом, что для разделенных ядер используется адиабатический потенциал, где он должен совпадать с адиабатическим потенциалом, а для компактных форм моноядра — стандартная макромикроскопическая модель. Сшивка двух потенциалов вблизи точки контакта обеспечивает непрерывность потенциальной энергии во всей области деформаций ядерной системы.

Также в главе излагается трехцентровая оболочечная модель, позволяющая изучать процесс тройного деления и/или квазиделения, изучаются топографические особенности потенциальной энергии в случае деления ядра на три тяжелых фрагмента. Пример рассчитанной потенциальной энергии показан на Рис. 2 для ядра ^{296}Lv . В случае СТЯ макроскопическая потенциальная энергия в бинарном выходном канале не содержит какого-

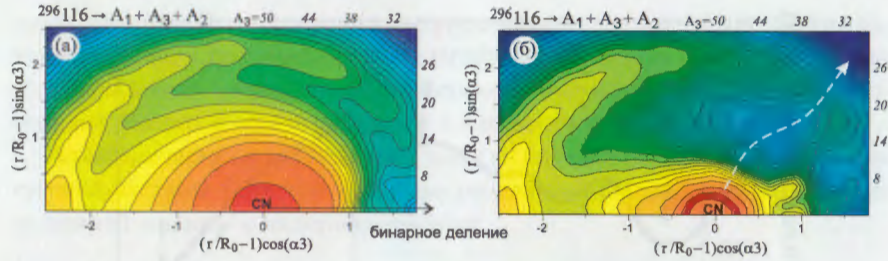


Рис. 2: Потенциальная энергия для тройного деления СТЯ ^{296}Lv . Макроскопическая часть (а) и полная макромикроскопическая (б) потенциальные энергии показаны в зависимости от удлинения и массы третьего фрагмента (см. числа курсивом). Пунктирная кривая показывает тройное деление ядра ^{296}Lv на $^{132}\text{Sn} + ^{32}\text{S} + ^{132}\text{Sn}$. R_0 — радиус сферического ядра и $\alpha_3 = \pi A_3/100$, где A_3 — масса третьего фрагмента.

либо барьера, а стабильность этих ядер полностью определяется оболочечными поправками. В этом случае появляется реальная возможность тройного деления с образованием третьего фрагмента $A_3 \sim 30$ и двух тяжелых фрагментов $A_1 = A_2 \sim 130$. Долина тройного деления довольно хорошо отделена потенциальным барьером от долины бинарного деления. Это означает, что тройное деление ядра ^{296}Lv по каналу «олово–сера–олово» должно доминировать по сравнению с другими каналами тройного деления этого ядра.

Вторая глава посвящена исследованию динамики ядро–ядерных столкновений низких энергий. Разработанная нами динамическая модель имеет восемь степеней свободы, схематически показанных на Рис. 3: удлинение ядра r , эллипсоидальные деформации двух частей системы ядер δ_1 и δ_2 , координаты массовой η_A и зарядовой η_Z асимметрии, два угла θ_1 и θ_2 , описывающие собственные вращения частей системы, а также угол θ между осью, соединяющей центры масс системы, и направлением пучка.

Эволюция коллективных степеней свободы во времени рассматривается нами в стохастическом подходе, основанном на уравнениях Ланжевена (см., например, обзоры [7–9] и ссылки в них). Решаемая система уравнений имеет вид

$$\begin{cases} \dot{q}_i = \mu_{ij} p_j, \\ \dot{p}_i = F_i^{\text{driving}} + F_i^{\text{friction}} + F_i^{\text{random}}, \end{cases} \quad (6)$$

где q_i и p_i — набор коллективных степеней свободы и сопряженных им импульсов, соответственно; m_{ij} — массовый (инерционный) тензор $\|m_{ij}\| = \|m_{ij}\|^{-1}$. Как было сказано выше, в настоящей модели $\mathbf{q} = \{r, \delta_1, \delta_2, \eta_A, \eta_Z, \theta_1, \theta_2, \theta\}$ и $\mathbf{p} = \{p_r, p_{\delta_1}, p_{\delta_2}, p_{\eta_A}, p_{\eta_Z}, l_1, l_2, l\}$, где $l_{1,2}$ — угловые момен-

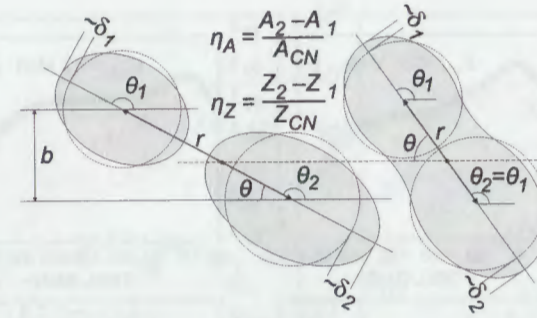


Рис. 3: Схематическое изображение основных степеней свободы.

ты, связанные с собственными вращениями частей системы и l — угловой момент относительного движения.

Консервативная сила, сила трения и случайная сила рассчитываются как

$$\begin{aligned} F_i^{\text{driving}} &= T \left(\frac{\partial S}{\partial q_i} \right)_{E_{\text{tot}}}, \quad S = 2\sqrt{aE^*}, \\ F_i^{\text{friction}} &= - \sum_{j,k} \gamma_{ij} \mu_{jk} p_k, \\ F_i^{\text{random}} &= \sum_j \Gamma_{ij} \xi_j(t). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь S — энтропия возбужденной ядерной системы; a — параметр плотности уровней; $E^* = E_{\text{tot}} - V - E_{\text{kin}}$ — энергия возбуждения системы; E_{tot} — полная энергия (в нашем случае — энергия столкновения в системе центра масс, $E_{\text{c.m.}}$); $E_{\text{kin}} = \sum_{i,j} \mu_{ij} \frac{p_i p_j}{2}$ — кинетическая энергия, запасенная во всех коллективных степенях свободы; $\xi_i(t)$ — случайная величина, распределенная по Гауссу и обладающая следующими статистическими свойствами: $\langle \xi_i(t) \rangle = 0$, $\langle \xi_i(t), \xi_j(t') \rangle = 2\delta_{ij} \delta(t - t')$; Γ_{ij} — амплитуда случайной силы, определяемая из соотношения Эйнштейна $\Gamma_{ik} \Gamma_{kj} = \gamma_{ij} T$; $T = \sqrt{E^*/a}$ — термодинамическая температура ядра и γ_{ij} — тензор трения.

Для изучения характеристик конечных фрагментов мы используем статистическую модель распада возбужденного вращающегося ядра. Численное решение уравнений Ланжевена (6) начинается со стадии сближения, когда мишень и снаряд разделены на 50 Фм и заканчиваются, когда два продукта реакции сформированы и снова разлетаются на расстояние порядка 50 Фм. Решением этих уравнений является траектория в пространстве коллективных координат. Каждая траектория дает полную информацию

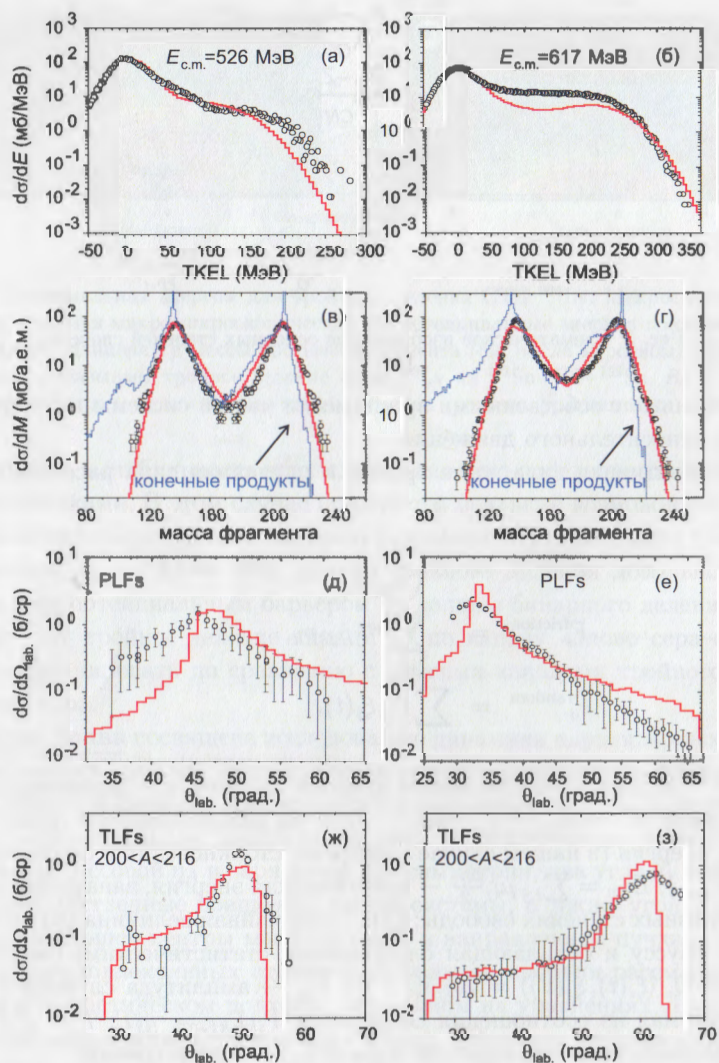


Рис. 4: Энергетические, массовые и угловые распределения первичных фрагментов реакции $^{136}\text{Xe} + ^{208}\text{Pb}$ для двух энергий столкновения $E_{c.m.} = 526$ МэВ (панели а, в, д, ж) и $E_{c.m.} = 617$ МэВ (панели б, г, е, з). Экспериментальные данные (символы) взяты из работы [6]. Приводятся угловые распределения для легких продуктов реакции ($A \leq 172$) и тяжелых фрагментов с массами $200 < A < 216$. Тонкие гистограммы – рассчитанные массовые распределения конечных фрагментов, включающие события последовательного деления. Исходные экспериментальные данные о массовых распределениях умножены на два, чтобы получить ту же нормировку, что и в расчетах.

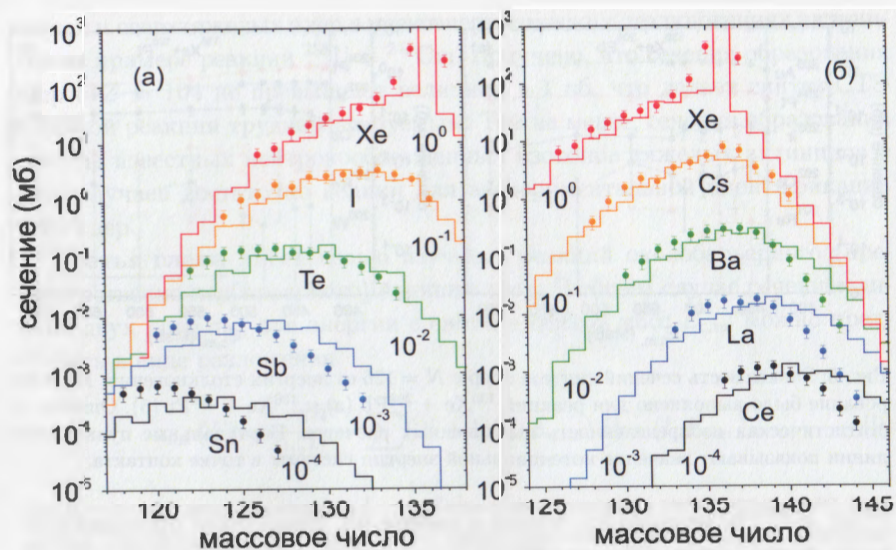


Рис. 5: Рассчитанные (гистограммы) и экспериментальные [10] (символы) сечения снарядоподобных фрагментов для реакции $^{136}\text{Xe} + ^{198}\text{Pt}$ при $E_{c.m.} = 643$ МэВ.

об одном столкновении, а именно: заряды и массы первичных (возбужденных) продуктов реакции, их кинетические энергии, углы разлета продуктов реакции, время реакции и т.д. Дифференциальные сечения вычисляются стандартным образом: (1) моделируется большое количество траекторий в диапазоне прицельных параметров $0 < b < b_{max}$; (2) налагаются дополнительные ограничения на энергии фрагментов, углы их разлета, массы и заряды в соответствии с экспериментальными условиями измерения; (3) вычисляются дифференциальные сечения как

$$\frac{d^4\sigma}{dM dZ dE d\Omega}(M, Z, E, \theta) = \int_0^{b_{max}} \frac{\Delta N(b, E, \theta)}{N_{tot}(b)} \frac{b db}{\sin\theta \Delta M \Delta Z \Delta E}, \quad (8)$$

где ΔN – число траекторий в требуемом диапазоне масс, зарядов, энергий и углов, а N_{tot} – полное число разыгранных траекторий для одного прицельного параметра. Любые одинарные, двойные и тройные дифференциальные сечения могут быть получены интегрированием уравнения (8).

В работе показано, что разработанная модель обеспечивает достаточно точное описание различных экспериментальных данных по реакциям многонуклонных передач для ряда изученных систем при различных энергиях столкновения. Пример такого описания показан на Рис. 4 для реакции

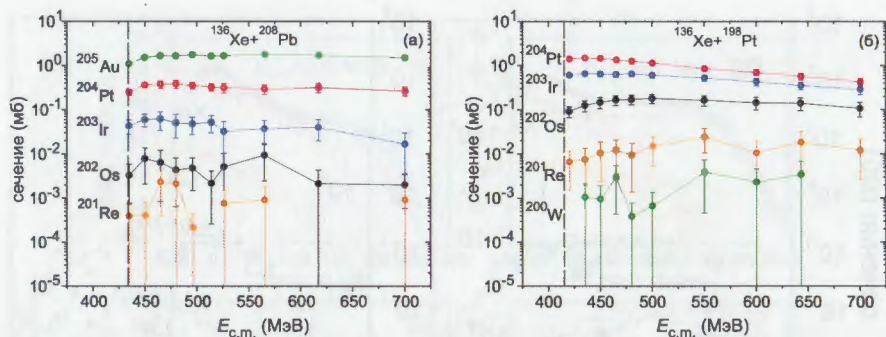


Рис. 6: Зависимость сечений синтеза ядер с $N = 126$ от энергии столкновения. Моделирование было выполнено для реакций $^{136}\text{Xe} + ^{208}\text{Pb}$ (а) и $^{136}\text{Xe} + ^{198}\text{Pt}$ (б). Ошибки — статистическая неопределенность выполненных расчетов. Вертикальные пунктирные линии показывают значение потенциальной энергии системы в точке контакта.

$^{136}\text{Xe} + ^{208}\text{Pb}$, недавно изученной в работе [6]. Нами были проанализированы также результаты недавнего экспериментального исследования системы $^{136}\text{Xe} + ^{198}\text{Pt}$ при $E_{\text{c.m.}} = 643$ МэВ [10], нацеленного на проверку перспективности реакций многонуклонных передач для синтеза нейтроноизбыточных тяжелых ядер. Сравнение измеренных выходов снарядоподобных фрагментов с рассчитанными показан на Рис. 5.

Продemonстрированная точность описания имеющихся экспериментально измеряемых характеристик продуктов ядро-ядерных столкновений тяжелых ионов дает основание для дальнейшего обсуждения перспективы использования реакций многонуклонных передач для получения нейтроноизбыточных тяжелых ядер вблизи замкнутых нейтронных оболочек $N = 82$ и 126 . Рассчитаны сечения и формулируются оптимальные условия для постановки соответствующих экспериментов.

Анализ энергетической зависимости сечений образования нейтронообогащенных тяжелых ядер показан на Рис. 6 для нескольких нуклидов с числом нейтронов $N = 126$, образованных в реакциях $^{136}\text{Xe} + ^{198}\text{Pt}$, ^{208}Pb . Можно заметить довольно слабую зависимость сечения от энергии столкновения. В то же время, угловые распределения мишенеподобных нейтроноизбыточных продуктов данных реакций демонстрируют сильную зависимость от энергии столкновения. Соответствующие дифференциальные сечения $d\sigma/d\Omega_{\text{lab}}$ имеют максимум при угле касательных столкновений и становятся более компактными с ростом энергии столкновения во входном канале реакции.

Также в главе обсуждается вопрос о синтезе нейтронообогащенных тя-

желых и сверхтяжелых ядер в низкоэнергетических столкновениях актинидов на примере реакции $^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$. Получено, что сечения образования ядер с $Z > 104$ не превышают величину в 1 пб, что делает синтез СТЭ в данной реакции труднореализуемым. Тем не менее, сечения образования пока не известных нейтронообогащенных изотопов тяжелых актинидов в ряде случаев достаточно велики для экспериментальной идентификации этих ядер.

Третья глава имеет целью изучение реакций околобарьерного (преимущественно подбарьерного) слияния ядер. В общем случае сечение слияния двух ядер σ_{fus} при энергии в системе центра масс $E_{\text{c.m.}}$ можно представить в виде разложения

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{\text{c.m.}}} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l(E_{\text{c.m.}}) P_{CN}(l, E_{\text{c.m.}}), \quad (9)$$

где μ — приведенная масса и l — орбитальный момент относительного движения сталкивающихся ядер, T_l — парциальная проницаемость потенциального барьера, P_{CN} — вероятность образования составного ядра из конфигурации двух осколков. Предполагается, что каналы квазиделения имеют пренебрежимо малую вероятность для исследуемых реакций слияния, т.е. $P_{CN} = 1$. В этом случае задача нахождения сечения слияния сводится к расчету коэффициентов проницаемости кулоновского барьера T_l .

Известно, что при слиянии ядер, обладающих нулевой деформацией в основном состоянии, существенное влияние на процесс слияния ядер оказывает их динамическая деформация, появляющаяся при сближении ядер. В случае статически деформированных ядер важна связь относительно движения, прежде всего, со взаимной ориентацией ядер. Эти эффекты могут приводить к понижению барьера слияния и учитываются в диссертации в рамках эмпирической [11] и квантовой [12] модели связи каналов.

Основное внимание в главе уделяется возможности перераспределения нейтронов между двумя ядрами еще до преодоления ими барьера слияния, а также влиянию этого эффекта на процесс сияния при наличии положительных Q_{xn} для передачи x нейтронов. Используется квазиклассический подход для включения каналов перераспределения нейтронов в эмпирический метод связанных каналов, предложенный в работе [13]. При этом впервые предложен способ применения этого подхода при использовании квантового метода связанных каналов. Полная вероятность прохождения через потенциальный барьер с учетом динамических деформаций ядер и/или их вращения, а также с учетом перераспределения нейтронов на стадии сбли-

жения этих ядер может быть оценена следующим образом:

$$\tilde{T}_l^{CC}(B; E_{c.m.}) = \frac{1}{N_{tr}} \int_{-E_{c.m.}}^{\max\{Q_{xn}\}} [\delta(Q) + \alpha_{tr}(E_{c.m.}, l, Q)] T_l^{CC}(B; E_{c.m.} + Q) dQ, \quad (10)$$

где $\alpha_{tr}(E, l, Q)$ — вероятность передачи нейтронов при столкновении ядер, а T_l^{CC} — проницаемость барьера, полученная с использованием метода связи каналов. Далее эти проницаемости могут быть подставлены в выражение (9) для нахождения сечения слияния.

Точность описания экспериментальных данных в квантовом методе связанных каналов с учетом перераспределения нейтронов показана на Рис. 7. Можно отметить в целом хорошее согласие расчетов с экспериментом для всех рассмотренных в работе реакций слияния. Дополнительно на Рис. 7 показаны функции распределения по барьерам $(\pi R_B^2)^{-1} \cdot d^2(E\sigma_{fus})/dE^2$, несущие важную информацию о структуре барьера слияния. Как обычно, функции распределения по барьерам, рассчитанные без учета связи каналов, являются функциями с единственным максимумом, совпадающим с положением барьера слияния (точечные кривые). Учет связи с коллективными вибрационными степенями свободы (пунктирные кривые) позволяет хорошо описать экспериментальные данные для реакций слияния с ^{90}Zr , где каналы передачи нейтронов не играют роли. Для реакций с мишенями $^{94,96}\text{Zr}$ передача нейтронов существенно влияет на подбарьерное слияние. Сплошные кривые получены в модели с учетом каналов перераспределения нейтронов. Это приводит к дальнейшему уширению рассчитанных функций распределения по барьерам без заметного изменения их структур, т.е. количества максимумов и их положений. Важно отметить, что хвосты распределений в области низких энергий не могут быть воспроизведены при использовании классического метода связи каналов, не учитывающего возможность передачи нейтронов.

Система $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$ является типичным примером реакции, демонстрирующей значительное усиление слияния при энергиях ниже барьера из-за влияния каналов нейтронных передач. Напротив, существуют экспериментально исследованные комбинации снаряд-мишень, например, $^{60}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$ (Рис. 8), которые близки по значениям Q_{xn} к случаю $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$, но не обнаруживают сколько-нибудь значительного эффекта от передачи нейтронов. Эти экспериментальные наблюдения побудили нас изучить вопрос о влиянии каналов перераспределения нейтронов на процесс слияния атомных ядер. В частности, одной из основных целей был поиск ответа на вопрос, почему при сравнимых положительных значениях Q_{xn} в одних случаях эф-

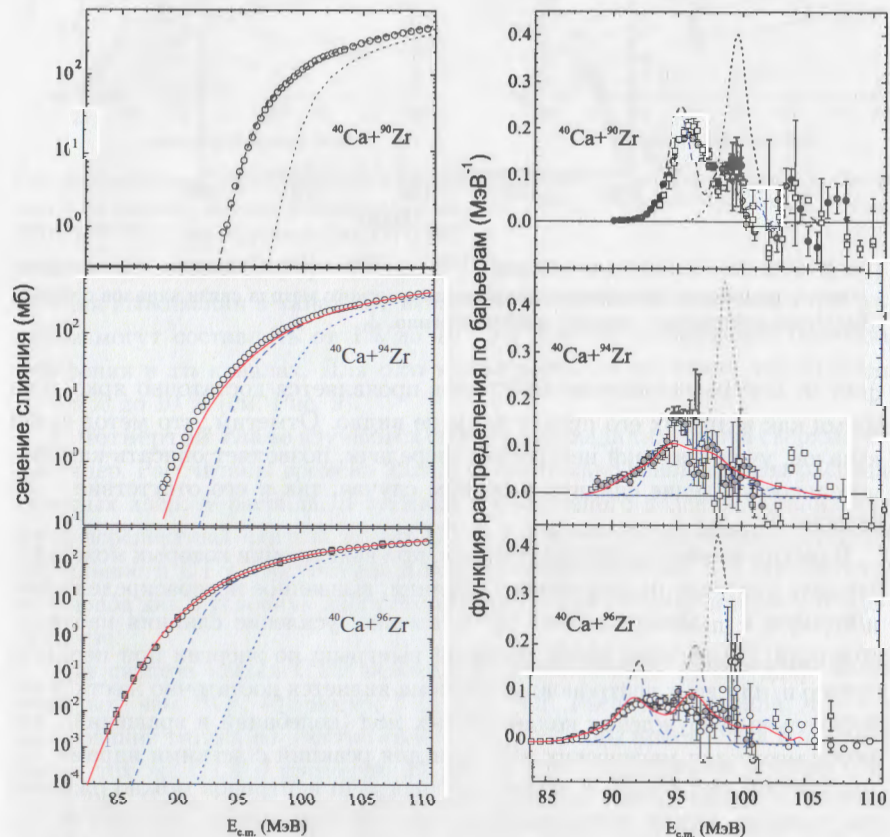


Рис. 7: Сечения слияния и функции распределения по барьерам для реакций $^{40}\text{Ca} + ^{90,94,96}\text{Zr}$. Точечные кривые показывают расчеты без связи каналов. Сплошные и пунктирные кривые соответствуют расчетам с учетом и без учета нейтронных передач. (Панели слева) Экспериментальные данные взяты из [14] (открытые кружки) и [15] (закрашенные квадраты). (Панели справа) Закрашенные символы — оценки функции распределения по барьерам из работы [16], открытые символы — из работы [17].

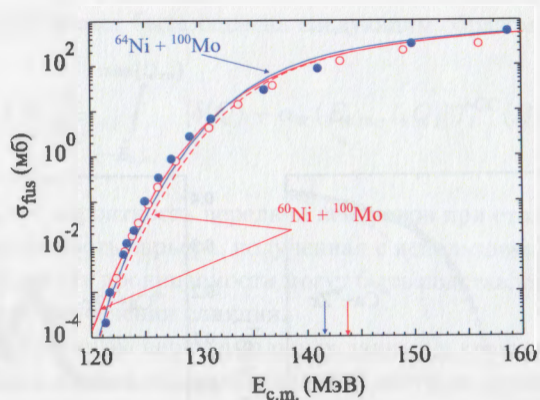


Рис. 8: Сечения слияния для реакции $^{64}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$ [18]. Сплошная и пунктирная кривые — результаты расчетов в рамках эмпирического метода связи каналов с учетом и без учета нейтронных передач, соответственно.

Эффект от перераспределения нейтронов проявляется достаточно ярко, в то время как в других его практически не видно. Отметим, что метод связи каналов, учитывающий нейтронные передачи, позволяет описать как значительное усиление слияния в первом случае, так и его отсутствие — во втором.

В работе формулируются критерии, при выполнении которых можно наблюдать усиление подбарьерного слияния, вызванное перераспределением нейтронов с положительными Q . А именно, усиление слияния наблюдается если: (1) система имеет большой выигрыш по энергии при передаче одного и/или двух нейтронов; (2) система является достаточно жесткой относительно возбуждения коллективных мод (колебаний и вращений), что имеет место для магических ядер или для реакций с легкими ядрами; (3) дополнительный сильный эффект от передачи нейтронов можно ожидать при слиянии легких нейтроноизбыточных слабосвязанных ядер из-за малой энергии связи валентных нейтронов. Согласно этим критериями, система $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$ должна иметь большее увеличение сечения слияния, чем $^{60}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$. Это согласуется с экспериментом и объясняется тем, что вибрационные состояния гораздо труднее возбуждаются в ядре ^{90}Zr , чем в ядре ^{100}Mo .

Также в главе обсуждаются перспективы синтеза нейтронообогащенных изотопов СТЭ в каналах испарения заряженных частиц (протонов и α -частиц) реакций слияния. Данный метод, предложенный недавно Ю.Ц. Оганесяном, позволяет существенно продвинуться к центру острова стабильности СТЭ. Получено [19], что в области энергий возбуждения 40-45 МэВ

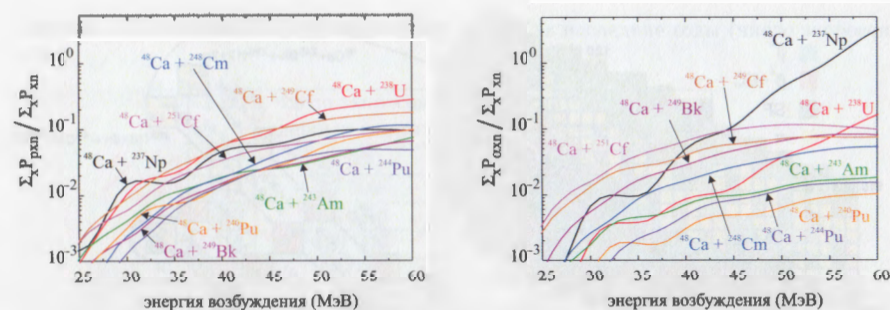


Рис. 9: Отношения суммарных вероятностей выживания в $p\alpha n$ и xn (слева), а также αxn и xn (справа) каналах реакций слияния $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$, ^{237}Np , $^{240,244}\text{Pu}$, ^{243}Am , ^{248}Cm , ^{249}Bk и $^{249,251}\text{Cf}$, рассчитанные для $l = 0$ [19].

сечения выживания в каналах с испарением протона в зависимости от реакции могут составлять от 1% до 10% от сечения образования остатков испарения в xn каналах. Для αxn каналов эта же величина варьируется от 0.3 % до 10 % (см. Рис. 9).

В четвертой главе изучаются свойства распада тяжелых и сверхтяжелых ядер. Рассчитаны времена жизни относительно основных мод распада тяжелых ядер: α -распада, β -распада и спонтанного деления. Анализируются перспективы синтеза новых СТЭ, а также продвижения к острову стабильности СТЭ. Обсуждаются возможности синтеза СТЭ при захвате нейтронов как в условиях лабораторий, так и при астрофизическом нуклеосинтезе.

Для синтеза новых СТЭ необходимо использовать пучки ядер более тяжелых, чем ^{48}Ca , например, ^{50}Ti или ^{54}Cr . Расчеты показали, что использование титана в качестве налетающей частицы вместо ^{48}Ca понижает выход тех же СТЭ в примерно 20 раз за счет уменьшения сечения слияния [20]. Помимо резкого уменьшения сечений, синтез новых элементов может столкнуться также с другой важной проблемой. В случае, если заполнение протонной оболочки происходит при $Z = 114$, времена жизни изотопов СТЭ с $Z > 121$, синтезируемых в реакциях слияния, могут быть короче 1 мкс — времени пролета СТЭ через сепаратор до его фокальной плоскости. Это дополнительно снизит вероятность их регистрации на существующих экспериментальных установках. Таким образом, синтез новых СТЭ является чрезвычайно важной задачей в том числе для получения экспериментальной информации о заполнении протонной оболочки и соответствующем магическом числе протонов, а также для уточнения параметров моделей, используемых для расчета масс ядер.

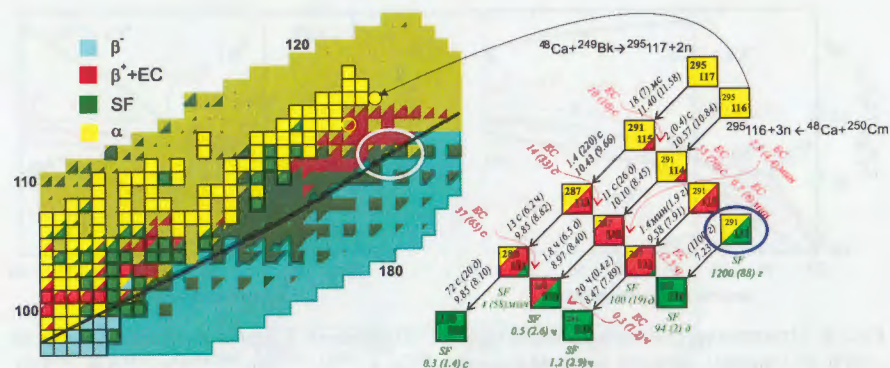


Рис. 10: Путь к центру острова стабильности путем возможного электронного захвата в ядрах ^{291}Mc и ^{291}Fl . Первый из нуклидов образуется в результате α -распада ^{295}Tb ($2n$ канал реакции $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$, сечение порядка 0.3 пб [20]). Второй — $^{291}\text{114}$ — образуется в результате α -распада ^{295}Lv в $3n$ испарительном канале реакции $^{48}\text{Ca} + ^{250}\text{Cm}$ с сечением порядка 0.8 пб. Числами на схеме распада показаны периоды полураспада и энергии α -распада в МэВ.

Новый способ получения нейтронообогащенных СТЯ, вплоть до центра острова стабильности, был предложен на основе рассчитанных времен и мод распада СТЯ. Было получено, что одной из основных мод распада изотопов СТЭ, находящихся правее синтезированных ранее, может быть электронный захват. Причиной этого является приближение к замкнутой оболочке $N = 184$ и, как следствие, резкий рост времен спонтанного деления и α -распада (см. Рис. 10). В наших расчетах самыми долгоживущими СТЯ, т.е. ядрами, составляющими центр острова стабильности, оказались два изотопа коперниция с временами жизни порядка 100 лет: ^{291}Cn и ^{293}Cn . Первый из них теоретически может быть получен, например, после трех последовательных электронных захватов ядра ^{291}Mc . Это ядро, в свою очередь, образуется после α -распада ядра ^{295}Tb , получающегося в $2n$ канале реакции слияния $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$. Очевидные трудности с экспериментальной идентификацией событий электронного захвата препятствуют реализации этой схемы в полном объеме в ближайшем будущем. Однако возможность получения нейтронообогащенных СТЯ, а также достижение центра острова стабильности является одной из важнейших целей исследований СТЭ. Это делает весьма перспективными эксперименты, направленные на поиск электронного захвата в районе острова стабильности СТЭ, который до сих пор не наблюдался.

Одним из способов получения нейтроноизбыточных изотопов новых элементов является процесс захвата нейтрона(ов) и последующий β^- -распад

Таблица 1: Статистика использования базы знаний за последние годы (число запросов в год).

Год	Число запросов ядерных данных	Число запросов на выполнение расчетов
2011	17 000	20 000
2012	36 000	21 000
2013	197 000	32 000
2014	199 000	36 000
2015	96 000	36 000
2016	115 000	60 000
2017	200 000	170 000

образовавшегося в результате ядра. На имеющихся источниках нейтронов удастся синтезировать ядра вплоть до фермия. Дальше процесс не идет, т.к. получающиеся изотопы фермия спонтанно делятся, а сдвинуться вправо в сторону нейтронного избытка, где основной модой распада опять должен стать β^- -распад, не удастся из-за недостаточного потока нейтронов, даваемых даже самыми современными импульсными реакторами. Базируясь на рассчитанных временах и модах распадов, были получены оценки того, как сильно должен быть увеличен поток нейтронов в реакторе, чтобы в процессах нейтронного захвата «обойти» область спонтанного деления в районе фермия и добраться до СТЭ. Требуемое увеличение средней плотности потока нейтронов до 10^{20} нейтронов/см²/с превышает технологический предел по крайней мере на пять порядков величины [21].

Интересным также является вопрос о возможности образования СТЭ в условиях взрывного нуклеосинтеза. Подобрать полные нейтронные потоки в астрофизическом r -процессе так, чтобы воспроизвести известные распространности тория и урана, были рассчитаны выходы СТЯ. Получено, что распространность коперниция ($Z = 112$) по отношению к свинцу варьируется от 10^{-12} до 10^{-20} в зависимости от предположений об исходной распространности элементов. Это делает возможным обнаружение СТЭ в космических лучах.

Пятая глава посвящена базе знаний по ядерной физике низких энергий NRV <http://nr.v.jinr.ru>, созданной в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ. Эта система, работающая через сеть Интернет, представляет собой совокупность большого числа оцифрованных экспериментальных данных по свойствам ядер и сечениям ядерных реакций, а также широкого набора связанных между собой вычислительных программ для моделирования сложных процессов ядерной динамики, которые выполняются непосредственно в окне браузера удаленного пользователя. В главе дан обзор современного состояния дел в области использования сетевых ин-

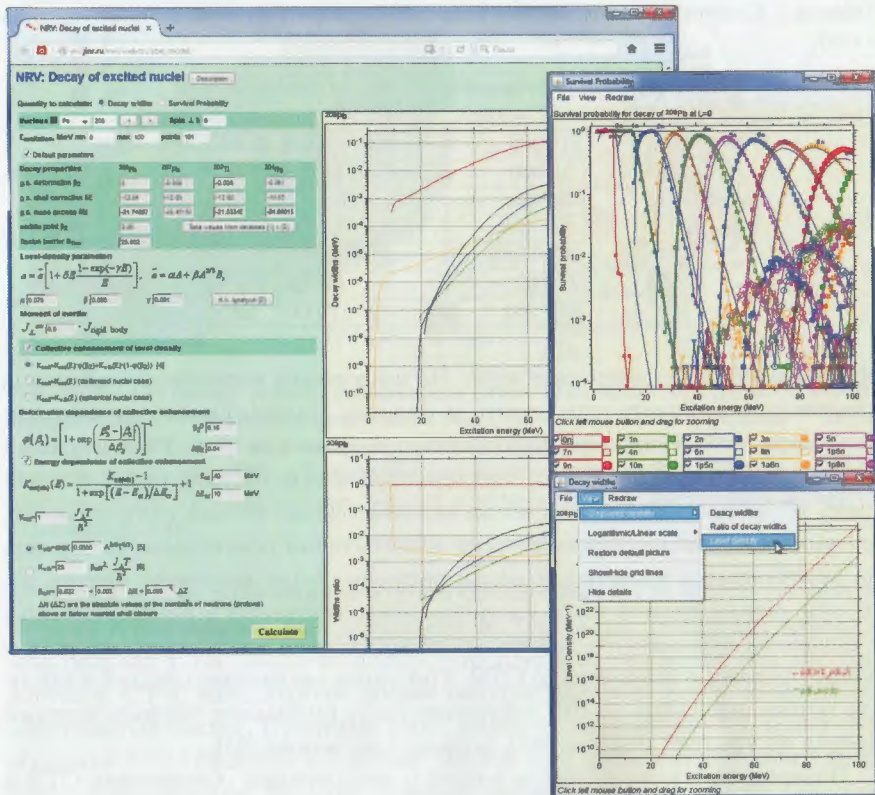


Рис. 11: Иллюстрация возможностей раздела базы знаний NRV *Decay of excited nuclei*.

формационных технологий в ядерной физике, сформулированы основные принципы работы базы знаний NRV, кратко описаны ее основные разделы, обсуждается ее практическая значимость, а также перспективы развития.

База знаний NRV сегодня является как мощным инструментом для ядерно-физических исследований, так и образовательным ресурсом. Популярность системы постоянно растет, о чем свидетельствует увеличивающееся число запросов пользователей к ее ресурсам, а также число ссылок на базу знаний в статьях, публикуемых наиболее цитируемыми журналами. В частности, в 2017 году общее число запросов к базе знаний составляло в среднем более 1000 в день, из них более 540 запросов к базам данных, около 460 запросов в день на выполнение расчетов, что является хорошим показателем с учетом узкой направленности данного проекта. При этом число запросов

к вычислительным кодам, разработанным автором настоящей работы, составляло в 2017 году порядка 365 в день. Статистика использования базы знаний за последние годы приведена в Таб. 1.

На Рис. 11 показан пример диалога для подготовки входных данных кода статистической модели распада возбужденного вращающегося ядра. Основными характеристиками, рассчитываемыми в этом разделе базы знаний, являются: плотность уровней возбужденного ядра как функция энергии возбуждения; ширины испускания легких частиц из возбужденного ядра (нейтронов, протонов, α -частиц, γ -квантов), а также делительная ширина; вероятности выживания ядра во всех возможных каналах. Пользователь может выбрать рассчитываемую величину: ширины распада и плотности уровней или вероятность выживания. Далее необходимо выбрать ядро, его угловой момент, а также диапазон энергий возбуждения. Для всех параметров модели (свойства материнского и дочерних ядер, а также детали расчета плотности уровней) могут быть оставлены значения по умолчанию. Расчет вероятности выживания можно выполнить двумя способами: методом Монте-Карло (в этом случае учитываются все возможные каналы с испарением нейтронов, протонов и α -частиц) либо методом вложенных интегралов (тогда учитываются только каналы с испусканием от одного до шести нейтронов). Второй способ обеспечивает большую скорость расчета, например, при моделировании распада возбужденных СТЯ, когда вероятность выживания является крайне малой величиной. Во всех остальных случаях предпочтительнее использовать метод Монте-Карло, поскольку он является наиболее общим.

В приложении обсуждается справедливость так называемой топографической теоремы Святецкого, лежащей в основе часто используемой аппроксимации барьеров деления тяжелых ядер в виде $B_f = B_{LDM} - \delta U(g.s.)$, где B_{LDM} — барьер в модели жидкой капли, а $\delta U(g.s.)$ — оболочечная поправка к энергии основного состояния.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертации:

- (1) Исследовано несколько возможностей построения адиабатического ядро-ядерного потенциала взаимодействия. Предложена глобальная параметризация ядерной плотности для вычисления фолдинг-потенциала с зависящими от плотности силами Мигдала. Предложена расширенная версия макромикроскопической модели, позволяющая рассчитывать адиабатическую потенциальную энергию тяжелой ядерной системы, обладающую корректными свойствами во всей области деформаций ядер от компактных форм основного состояния и барьера деления

моноядра до точки разрыва и асимптотической конфигурации двух разделенных ядер.

- (2) Впервые разработана трехцентровая оболочечная модель, позволяющая моделировать ядро-ядерные столкновения с возможностью как бинарного, так и тройного выходного канала. Модель не содержит ограничений на соотношение масс всех трех продуктов реакции. Показано, что тройное деление актинидов, будучи подавленным макроскопическими свойствами потенциальной энергии ввиду наличия дополнительного барьера тройного деления, может происходить только благодаря сильным оболочечным эффектам. Такие оболочечные эффекты имеют гораздо большую величину в области СТЯ и гигантских ядерных систем из-за возможности формирования двух фрагментов в районе ^{132}Sn и ^{208}Pb , соответственно. Получено, что тройное деление и/или квазиделение может быть одним из значимых каналов распада сверхтяжелых и гигантских ядерных систем.
- (3) Разработана многомерная динамическая модель ядро-ядерных столкновений, базирующаяся на уравнениях Ланжевена. Она обеспечивает непрерывное описание эволюции системы во времени, начиная со стадии сближения снаряда и мишени во входном канале реакции и вплоть до образования конечных продуктов реакции. Динамическая модель объединена со статистической моделью распада возбужденных ядер, что позволяет учитывать процесс девозбуждения первичных продуктов реакции.
- (4) Впервые получено одновременное описание полного набора экспериментальных данных для реакций глубоконеупругих передач, включая энергетические, массовые, зарядовые и угловые распределения продуктов реакции, а также сечения образования различных нуклидов.
- (5) Сформулированы оптимальные условия и рассчитаны сечения синтеза нейтроноизбыточных изотопов тяжелых элементов в окрестности нейтронных оболочек $N = 82$ и $N = 126$ в реакциях $^{136}\text{Xe} + ^{198}\text{Pt}$, ^{208}Pb . Установлено, что выходы ядер с $N = 126$, обогащенных нейтронами, слабо зависят от энергии столкновения во входном канале рассмотренных реакций. В то же время, соответствующие угловые распределения сильно чувствительны к динамике реакции и, следовательно, энергии столкновения. Соответствующие сечения превышают 100 нб для ядер, расположенных вблизи границы известной области ядер, что для некоторых нуклидов на пять-семь порядков больше, чем может быть до-

стигнуто в реакциях фрагментации. Выполненные расчеты подтверждают эффективность реакций многонуклонных передач как метода синтеза нейтроноизбыточных ядер.

- (6) Показано, что учет нейтронных передач при использовании метода связанных каналов (как эмпирического, так и квантового) позволяет объяснить экспериментально наблюдаемые закономерности энергетической зависимости сечения околорбарьерного слияния для представительной совокупности комбинаций снаряд-мишень, включая реакции с легкими экзотическими ядрами. Впервые предложен метод реалистичного учета нейтронных передач при использовании квантового метода связи каналов.
- (7) Сформулированы критерии наблюдения значимого усиления подбарьерного слияния за счет передачи нейтронов. А именно: (а) система имеет большой выигрыш по энергии при передаче одного и/или двух нейтронов; (б) система является достаточно жесткой относительно возбуждения коллективных мод (колебаний и вращений), что имеет место для магических ядер или для реакций с легкими ядрами; (в) дополнительный сильный эффект от передачи нейтронов можно ожидать при слиянии легких нейтроноизбыточных слабосвязанных ядер из-за малой энергии связи валентных нейтронов.
- (8) Изучены свойства распада (моды распада и периоды полураспада) тяжелых и сверхтяжелых ядер в широком диапазоне чисел протонов и нейтронов вплоть до $Z = 132$. Расчеты основаны на феноменологических соотношениях для времен распада и свойствах ядер, полученных в трех вариантах макромикроскопической модели. Были учтены основные виды распада, а именно: α -распад, β^- -распад, β^+ -распад, электронный захват и спонтанное деление.
- (9) Предложен новый способ получения нейтроноизбыточных СТЯ и, возможно, достижения центра острова стабильности. Метод основан на обнаруженной нами области электронного захвата для ядер с $111 \leq Z \leq 115$, имеющих больше нейтронов, чем ядра уже синтезированные в реакциях слияния с ^{48}Ca . Метод заключается в синтезе СТЯ с избытком протонов, испытывающих серию электронных захватов.
- (10) В Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований разработана база знаний NRV по ядерной физике низких энергий <http://nrv.jinr.ru>. Она объединяет большое количество экспериментальных данных с вычислительными ко-

дами для моделирования ядерных свойств и ядерных реакций. База знаний доступна для любого удаленного пользователя. Сетевая база знаний NRV имеет несколько уникальных преимуществ и в настоящее время широко используется не только для научных целей, но также в качестве ценного инструмента в образовательном процессе в области ядерной физики.

Список цитируемой литературы

- [1] А. Б. Мигдал; Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. — М.: Наука, 1983. — 432 с.
- [2] V. M. Strutinsky; Shell effects in nuclear masses and deformation energies // *Nuclear Physics A*. — 1967. — Vol. 95, no. 2. — Pp. 420 – 442.
- [3] H. J. Krappe, J. R. Nix, A. J. Sierk; Unified nuclear potential for heavy-ion elastic scattering, fusion, fission, and ground-state masses and deformations // *Phys. Rev. C*. — 1979. — Vol. 20. — Pp. 992 – 1013.
- [4] Arnold J. Sierk; Macroscopic model of rotating nuclei // *Phys. Rev. C*. — 1986. — Vol. 33. — Pp. 2039 – 2053.
- [5] Joachim Maruhn, Walter Greiner; The asymmetric two center shell model // *Zeitschrift für Physik*. — 1972. — Vol. 251, no. 5. — Pp. 431 – 457.
- [6] E. M. Kozulin, E. Vardaci, G. N. Knyazheva et al.; Mass distributions of the system $^{136}\text{Xe} + ^{208}\text{Pb}$ at laboratory energies around the Coulomb barrier: A candidate reaction for the production of neutron-rich nuclei at $N = 126$ // *Phys. Rev. C*. — 2012. — Vol. 86. — P. 044611.
- [7] P. Fröbrich, I. I. Gontchar; Langevin description of fusion, deep-inelastic collisions and heavy-ion-induced fission // *Physics Reports*. — 1998. — Vol. 292, no. 3. — Pp. 131 – 237.
- [8] Г. Д. Адеев, А. В. Карпов, П. Н. Надточий, Д. В. Ванин; Многомерный стохастический подход к динамике деления возбужденных ядер // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. — 2005. — Т. 36, № 4. — С. 732 – 820.
- [9] Y. Abe, S. Ayik, P.-G. Reinhard, E. Suraud; On stochastic approaches of nuclear dynamics // *Physics Reports*. — 1996. — Vol. 275, no. 2. — Pp. 49 – 196.
- [10] Y. X. Watanabe, Y. H. Kim, S. C. Jeong et al.; Pathway for the Production of Neutron-Rich Isotopes around the $N = 126$ Shell Closure // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115. — P. 172503.
- [11] V. I. Zagrebaev; Synthesis of superheavy nuclei: Nucleon collectivization as a mechanism for compound nucleus formation // *Phys. Rev. C*. — 2001. — Vol. 64. — P. 034606.
- [12] В. И. Загребаев, В. В. Самарин; Околобарьерное слияние тяжелых ядер. Связь каналов // *Ядерная Физика*. — 2004. — Т. 67, № 8. — С. 1488 – 1502.
- [13] V. I. Zagrebaev; Sub-barrier fusion enhancement due to neutron transfer // *Phys. Rev. C*. — 2003. — Vol. 67. — P. 061601.
- [14] H. Timmers, D. Ackermann, S. Beghini et al.; A case study of collectivity, transfer and fusion enhancement // *Nuclear Physics A*. — 1998. — Vol. 633, no. 3. — Pp. 421 – 445.
- [15] A. M. Stefanini, G. Montagnoli, H. Esbensen et al.; Fusion of $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$ revisited: Transfer couplings and hindrance far below the barrier // *Physics Letters B*. — 2014. — Vol. 728, no. Supplement C. — Pp. 639 – 644.
- [16] A. M. Stefanini, B. R. Behera, S. Beghini et al.; Sub-barrier fusion of $^{40}\text{Ca} + ^{94}\text{Zr}$: Interplay of phonon and transfer couplings // *Phys. Rev. C*. — 2007. — Vol. 76. — P. 014610.
- [17] A. V. Karpov, V. A. Rachkov, V. V. Samarin; Quantum coupled-channels model of nuclear fusion with a semiclassical consideration of neutron rearrangement // *Phys. Rev. C*. — 2015. — Vol. 92. — P. 064603.
- [18] A. M. Stefanini, G. Montagnoli, F. Scarlassara et al.; Fusion of $^{60}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$ near and below the Coulomb barrier – Multi-phonon and transfer couplings down to the hindrance region // *Eur. Phys. J. A*. — 2013. — Vol. 49, no. 5. — P. 63.
- [19] А. В. Карпов, В. А. Рачков, В. В. Сайко; Получение нейтронообогащенных тяжелых и сверхтяжелых ядер в реакциях слияния // *Письма в ЭЧАЯ*. — 2018. — Т. 15. — 15 с.

- [20] Valery Zagrebaev, Walter Greiner; Synthesis of superheavy nuclei: A search for new production reactions // *Phys. Rev. C*. — 2008. — Vol. 78. — P. 034610.
- [21] В. Л. Аксенов, В. Д. Ананьев, Г. Г. Комышев и др.; О пределе нейтронных потоков в импульсных источниках на основе реакции деления // *Письма в ЭЧАЯ*. — 2017. — Т. 14. — С. 556 – 570.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

- [1] Г. Д. Адеев, А. В. Карпов, П. Н. Надточий, Д.В. Ванин; Многомерный стохастический подход к динамике деления возбужденных ядер // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. — 2005. — Vol. 36, no. 4. — Pp. 732 – 820.
- [2] A. V. Karpov, V. I. Zagrebaev, Y. Aritomo et al. Potential energy of heavy nuclear system in low-energy fusion-fission processes // *Int. Symp. on Exotic Nuclei, EXON06* / Ed. by Yu. E. Penionzhkevich, E. A. Cherepanov; Khanty-Mansiysk, 2006. — Vol. 912. — New-York: AIP, 2007. — Pp. 286 – 296.
- [3] A. V. Karpov, V. I. Zagrebaev, Y. Aritomo et al. Time-dependent potential energy for fusion and fission processes // *Dynamical Aspects of Nuclear Fission, DANF06* / Ed. by J. Kliman, M. G. Itkis, S. Gmuca; Smolenice Castle, 2006. — Singapore: World Scientific, 2008. — Pp. 112 – 123.
- [4] В. И. Загребаев, А. В. Карпов, Я. Аритомо и др.; Потенциальная энергия тяжелой ядерной системы в процессах слияния-деления // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. — 2007. — Vol. 38, no. 4. — Pp. 893 – 491.
- [5] A. V. Karpov, A. Kelić, K.-H. Schmidt; On the topographical properties of fission barriers // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. — 2008. — Vol. 35, no. 3. — P. 035104.
- [6] А. С. Деникин А. В. Карпов, , А. П. Алексеев и др. Сетевая ядерно-физическая база знаний // *Научный сервис в сети Интернет: решение больших задач* / Новороссийск, 2008. — Москва: МГУ, 2008. — С. 393 – 395.

- [7] V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, Walter Greiner; True ternary fission of superheavy nuclei // *Phys. Rev. C*. — 2010. — Vol. 81. — P. 044608.
- [8] A. S. Denikin, V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov et al. Web knowledge base on low-energy nuclear physics // *Proc. of 2nd South Africa – JINR Symposium: Models and Methods in Few- and Many-Body Systems* / JINR, Dubna. — Dubna: JINR, 2010. — Pp. 145 – 154.
- [9] V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, I. N. Mishustin, Walter Greiner; Production of heavy and superheavy neutron-rich nuclei in neutron capture processes // *Phys. Rev. C*. — 2011. — Vol. 84. — P. 044617.
- [10] A. V. Karpov, V. I. Zagrebaev, Walter Greiner; True ternary fission and quasifission of superheavy nuclear systems // *EPJ Web of Conferences*. — 2011. — Vol. 17. — P. 10002.
- [11] V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, I. N. Mishustin, W. Greiner; New prospects in synthesis and study of neutron rich heavy nuclei // *EPJ Web of Conferences*. — 2011. — Vol. 17. — P. 12003.
- [12] Alexander Karpov, Valery Zagrebaev, Walter Greiner; Extension of the periodic system: superheavy, superstrange, antimatter nuclei // *International Journal of Modern Physics E*. — 2011. — Vol. 20, no. supp01. — Pp. 263 – 280.
- [13] A. V. Karpov, V. I. Zagrebaev, Y. Martinez Palenzuela, Walter Greiner; Superheavy Nuclei: Decay and Stability // *Exciting Interdisciplinary Physics: Quarks and Gluons / Atomic Nuclei / Relativity and Cosmology / Biological Systems* / Ed. by Walter Greiner. — Heidelberg: Springer International Publishing, 2013. — Pp. 69 – 79.
- [14] V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, I. N. Mishustin, Walter Greiner; Superheavies: Short-Term Experiments and Far-Reaching Designs // *Exciting Interdisciplinary Physics: Quarks and Gluons / Atomic Nuclei / Relativity and Cosmology / Biological Systems* / Ed. by Walter Greiner. — Heidelberg: Springer International Publishing, 2013. — Pp. 55 – 67.
- [15] A. V. Karpov, V. I. Zagrebaev, Y. Martinez Palenzuela et al.; Decay properties and stability of heaviest elements // *International Journal of Modern Physics E*. — 2012. — Vol. 21, no. 02. — P. 1250013.
- [16] V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, Walter Greiner; Possibilities for synthesis of new isotopes of superheavy elements in fusion reactions // *Phys. Rev. C*. — 2012. — Vol. 85. — P. 014608.

- [17] A. Adel, V.A. Rachkov, A.V. Karpov et al.; Effect of neutron rearrangement on subbarrier fusion reactions // *Nuclear Physics A*. — 2012. — Vol. 876, no. Supplement C. — Pp. 119 – 130.
- [18] V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, I. N. Mishustin, Walter Greiner; Superheavies: Theoretical incitements and predictions // *Exploring Fundamental Issues in Nuclear Physics*. — Singapore: World Scientific, 2012. — Pp. 32–43.
- [19] V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, I. N. Mishustin, Walter Greiner; Formation of super-heavy elements in astrophysical nucleosynthesis // *AIP Conference Proceedings*. — 2012. — Vol. 1491, no. 1. — Pp. 269–272.
- [20] V. A. Rachkov, A. Adel, A. V. Karpov et al.; Effect of neutron transfer in the fusion process near and below the Coulomb barrier // *AIP Conference Proceedings*. — 2012. — Vol. 1491, no. 1. — Pp. 381–382.
- [21] V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, Walter Greiner; Ternary fission and quasi-fission of superheavy nuclei and giant nuclear systems // *Seminar on Fission*. — Singapore: World Scientific, 2012. — Pp. 289 – 296.
- [22] Y. Martinez Palenzuela, L. Felipe Ruiz, A. Karpov, W. Greiner; Systematic Study of Decay Properties of Heaviest Elements // *Известия РАН. Сер. физическая*. — 2012. — Vol. 76, no. 11. — Pp. 1304 – 1310.
- [23] Paul Indelicato, Alexander Karpov; Theoretical physics: Sizing up atoms // *Nature*. — 2013. — Vol. 498. — Pp. 40 – 41.
- [24] В. А. Рачков, А. Адель, А. В. Карпов и др.; Влияние каналов нейтронных передач на процессы слияния слабосвязанных ядер при подбарьерных энергиях // *Известия РАН. Сер. физическая*. — 2013. — Vol. 77, no. 4. — Pp. 458 – 462.
- [25] A. V. Karpov, V. I. Zagrebaev, W. Greiner. Superheavy nuclei: which regions of nuclear map are accessible for the nearest studies // *First International African Symposium on Exotic Nuclei* / Ed. by Evgeni Cherepanov et al.; Cape Town, 2013. — Singapore: World Scientific, 2015. — Pp. 541 – 548.
- [26] V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, Walter Greiner; Synthesis of neutron enriched heavy and superheavy nuclei // *Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei*. — Singapore: World Scientific, 2013. — Pp. 127 – 134.

- [27] Valeriy Zagrebaev, Alexander Karpov, Walter Greiner; Future of superheavy element research: Which nuclei could be synthesized within the next few years? // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2013. — Vol. 420, no. 1. — P. 012001.
- [28] V. A. Rachkov, A. V. Karpov, A. S. Denikin, V. I. Zagrebaev; Examining the enhancement of sub-barrier fusion cross sections by neutron transfer with positive Q values // *Phys. Rev. C*. — 2014. — Vol. 90. — P. 014614.
- [29] A. V. Karpov, V. A. Rachkov, A. Adel et al. Sub-barrier fusion: does rearrangement of neutrons play a role? // *Int. Symp. on Exotic Nuclei, EXON14* / Ed. by Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev; Kaliningrad, 2014. — Singapore: World Scientific, 2015. — Pp. 103 – 112.
- [30] V. I. Zagrebaev, A. V. Karpov, Walter Greiner; Synthesis of superheavy nuclei: Obstacles and opportunities // *EPJ Web of Conferences*. — 2015. — Vol. 86. — P. 00066.
- [31] A. V. Karpov, V. A. Rachkov, A. S. Denikin, V. I. Zagrebaev; Role of neutron rearrangement channels in sub-barrier fusion // *EPJ Web of Conferences*. — 2015. — Vol. 86. — P. 00017.
- [32] Valeriy Zagrebaev, Alexander Karpov, Walter Greiner; Synthesis of Superheavy Nuclei: Nearest and Distant Opportunities // *Act. Phys. Pol. B*. — 2014. — Vol. 45. — Pp. 291 – 302.
- [33] В. А. Рачков, А. В. Карпов, А. С. Деникин, В. И. Загребаев; Усиливает ли перераспределение нейтронов подбарьерное слияние атомных ядер? // *Известия РАН. Сер. физическая*. — 2014. — Vol. 78, no. 11. — Pp. 1381 – 1387.
- [34] A. V. Karpov, V. A. Rachkov, V. V. Samarin; Quantum coupled-channels model of nuclear fusion with a semiclassical consideration of neutron rearrangement // *Phys. Rev. C*. — 2015. — Vol. 92. — P. 064603.
- [35] А. В. Карпов, А. С. Деникин, А. П. Алексеев и др. Анализ характеристик распада атомных ядер в рамках сетевой базы знаний NRV по низкоэнергетической ядерной физике // *Научный сервис в сети Интернет: труды XVII Всероссийской научной конференции* / Новороссийск, 2015. — Москва: НИИ им. М. В. Келдыша, 2015. — С. 119 – 126.
- [36] A. V. Karpov; Ternary fission of a heavy nuclear system within a three-center shell model // *Phys. Rev. C*. — 2016. — Vol. 94. — P. 064615.

- [37] A. В. Карпов, А. С. Деникин, А. П. Алексеев и др.; Сетевая база знаний NRV по ядерной физике низких энергий // *Ядерная Физика*. — 2016. — Vol. 79, no. 5. — Pp. 520 – 532.
- [38] Chikako Ishizuka, Satoshi Chiba, Alexander V. Karpov, Yoshihiro Aritomo; Dynamical approach to isotopic-distribution of fission fragments from actinide nuclei // *EPJ Web of Conferences*. — 2016. — Vol. 122. — P. 01003.
- [39] A. V. Karpov, V. V. Saiko. Production of neutron-rich nuclei in $^{136}\text{Xe} + ^{208}\text{Pb}$ multinucleon transfer reaction // *Int. Symp. on Exotic Nuclei, EXON16* / Ed. by Yu. E. Penionzhkevich, Yu. G. Sobolev; Kanaz', 2014. — Singapore: World Scientific, 2017. — Pp. 249 – 255.
- [40] A. V. Karpov, V. I. Zagrebaev, W. Greiner; Perspectives of Heavy and Superheavy Nuclei Research // *New Horizons in Fundamental Physics* / Ed. by Stefan Schramm, Mirko Schäfer. — Cham: Springer International Publishing, 2017. — Pp. 31 – 40.
- [41] В. А. Рацков, А. В. Карпов, В. В. Самарин; Полуэмпирическая модель перераспределения нейтронов в квантовом подходе сильной связи каналов // *Известия РАН. Сер. физическая*. — 2016. — Vol. 80, no. 3. — Pp. 304 – 313.
- [42] A. V. Karpov, V. V. Saiko; Modeling near-barrier collisions of heavy ions based on a Langevin-type approach // *Phys. Rev. C*. — 2017. — Vol. 96. — P. 024618.
- [43] A. V. Karpov, A. S. Denikin, M. A. Naumenko et al.; NRV web knowledge base on low-energy nuclear physics // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2017. — Vol. 859, no. Supplement C. — Pp. 112 – 124.
- [44] A. V. Karpov, V. V. Saiko; Study of deep inelastic collisions within multidimensional dynamical model // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. — 2017. — Vol. 14. — Pp. 817 – 821.
- [45] A. V. Karpov, V. V. Saiko; Production of neutron-rich nuclides in the vicinity of $N = 126$ shell closure in multinucleon transfer reactions // *EPJ Web of Conferences*. — 2017. — Vol. 163. — P. 00027.

Получено 1 февраля 2018 г.