

ЧУШНЯКОВА Мария Владимировна

ФЛУКТУАЦИОННО-ДИССИПАТИВНАЯ МОДЕЛЬ
ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПРОЦЕССА ЗАХВАТА
ПРИ НАДБАРЬЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Томск – 2014

Работа выполнена на кафедре «Физика и химия» ФГБОУ ВПО «Омский государственный университет путей сообщения»

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор

Гончар Игорь Иванович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова

Объединённого института ядерных исследований,

г. Дубна

Адамян Гурген Григорьевич

доктор физико-математических наук,

профессор кафедры физико-математических дисциплин

Омского автобронетанкового инженерного института

филиала Военной академии материально-технического обеспечения,

г. Омск

Косенко Григорий Иванович

Ведущая организация:

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына

Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова

Защита состоится "21" октября 2014 года в 15.00 часов на заседании диссертационного совета Д 212.269.05 при ФГАОУ ВО "Национальный исследовательский Томский политехнический университет" (634050, г. Томск, проспект Ленина, 2а).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГАОУ ВО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» и на сайте <http://portal.tpu.ru/council/912/worklist>.

Автореферат разослан "___" _____ 2014 г.

Учёный секретарь диссертационного совета

кандидат физико-математических наук,

доцент

А. В. Кожевников

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. За последние двадцать лет было накоплено огромное количество экспериментальных данных по сечениям процессов, в ходе которых столкновение двух сложных атомных ядер (тяжёлых ионов) приводит к образованию одиночного возбуждённого объекта [1-7]. Не очевидно, что в своей последующей эволюции он приобретёт сферическую форму. Каналы распада этого возбуждённого объекта могут быть очень различны: деление, квазиделение, испускание нейтронов, лёгких заряженных частиц и гамма-квантов. Однако есть общая особенность у всех таких реакций: продукты распада в системе центра масс испускаются изотропно. Это означает, что двойная ядерная система (или мооядро) вращается, совершая несколько оборотов перед распадом. С теоретической точки зрения можно сказать, что воображаемая частица с приведённой массой захвачена в потенциальный карман входного канала. Вполне естественно назвать соответствующие поперечные сечения сечениями захвата. Именно такие сечения в работах [1, 2] называют сечениями слияния.

Обычно сечения захвата анализируются в рамках метода связанных каналов [8, 9]. При надбарьерных энергиях он эквивалентен модели проницаемости одиночного барьера (МПОБ). Потенциал сильного ядро-ядерного взаимодействия (ПСВ) является ключевым элементом этого подхода. Традиционно в качестве ПСВ в методе связанных каналов используется формула Вудса-Саксона (ВС):

$$U_{ws}(R) = U_{ws0} \left\{ 1 + \exp \left(\frac{R - r_{ws} (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})}{a_{ws}} \right) \right\}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь R - это расстояние между центрами масс двух сферических ядер: ядра-снаряда с массовым числом A_p и ядра-мишени с массовым числом A_t . Профиль ВС определяется тремя параметрами: глубиной U_{ws0} , радиусом r_{ws} и диффузностью a_{ws} . Рассчитываемая функция возбуждения захвата, т.е. зависимость сечения от энергии столкновения, наиболее чувствительна к изменению последнего параметра a_{ws} . Систематический анализ надбарьерных высокоточных экспериментальных функций возбуждения захвата (погрешность которых не превосходит 1-2%) в работах [1, 2] показал, что для воспроизведения этих функций требуются значения a_{ws} в интервале от 0.75 до 1.5 фм.

Другим исходом столкновения двух атомных ядер является упругое рассеяние. Анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию даёт существенно меньшее значение диффузности ПСВ – около 0.65 фм [10]. Обнаруженное противоречие в форме ПСВ при попытке описать один и тот же процесс – столкновение ядер – было названо «проблемой большой диффузности».

В работах [1, 2] было высказано предположение, что аномально большие диффузности ПСВ могут быть артефактом, скрывающим некие динамические эффекты. Например, в методе связанных каналов игнорируется диссипативный характер столкновения. В самих названиях работ [1, 2] сформулирована необходимость нового динамического подхода к описанию процесса слияния тяжёлых ионов. Дополнительным свидетельством в пользу актуальности темы

диссертации является тот факт, что на указанные две работы в сумме имеется более 150 ссылок в научной литературе.

Целью диссертационной работы является анализ надбарьерных прецизионных функций возбуждения захвата с помощью динамической диссипативной модели. Для достижения этой цели были сформулированы и решены следующие **задачи**:

1. Улучшить структуру имевшегося пакета компьютерных программ, предназначенных для вычисления потенциальной энергии сталкивающихся ядер в рамках модели двойной свёртки (ДС), с целью его дальнейшего использования в динамических расчётах.

2. На основе потенциала ДС и модели поверхностного трения развить и реализовать в виде компьютерного кода динамическую диссипативную модель для описания процесса захвата тяжёлых ионов.

3. С помощью построенной модели

а) провести качественное сравнение с экспериментальными данными;

б) проанализировать и сравнить влияние учёта тепловых флуктуаций и эффектов памяти на рассчитанные сечения захвата;

в) провести количественное сравнение с прецизионными сечениями захвата.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Впервые полумикроскопический потенциал ДС с плотностной зависимостью $MZY\ NN$ (нуклон-нуклонных) сил, а также с конечным радиусом их обменного слагаемого применён в динамических расчётах.

2. Впервые обнаружено, что из высокоэнергетических прецизионных функций возбуждения захвата можно извлекать информацию о распределении материи в сталкивающихся ядрах.

3. Впервые показано, что на процесс захвата эффекты памяти влияют сильнее, чем флуктуации.

4. Обнаружена корреляция между амплитудой коэффициента радиального трения K_R и временем корреляции флуктуаций τ_C .

Научное и практическое значение результатов заключается в следующем:

1. Улучшенные и структурированные компьютерные коды, предназначенные для вычисления потенциала ДС взаимодействия двух сферических сталкивающихся ядер (DFMSPH) и сферического и деформированного ядер (DFMDEF), опубликованы в журнале *Computer Physics Communications* и поэтому доступны для широкого использования. Существенное практическое значение результатов подтверждается количеством скачиваний кодов из базы журнала: в сумме для двух кодов число скачиваний с момента публикаций превысило 150.

2. Разработана динамическая модель для описания процесса слияния сложных атомных ядер, учитывающая диссипативный характер этого процесса посредством модели поверхностного трения, а также запаздывающий характер трения и цветной шум; в основе этой модели лежит полумикроскопический потенциал ДС. Важным обстоятельством является тот факт, что разработанная модель применима для

любой комбинации сферических сложных ядер.

3. С помощью разработанной модели доказано, что, действительно, функции возбуждения слияния при учёте диссипации энергии могут быть воспроизведены потенциалом сильного ядро-ядерного взаимодействия с нормальной (малой) диффузностью. Таким образом, можно сказать, что проблема большой диффузности решена, по крайней мере, частично.

Основные положения, выдвигаемые на защиту:

1. Разработана и реализована в виде компьютерного кода флуктуационная динамическая модель (ТМПТ2) с учётом запаздывающего трения для описания процесса захвата тяжёлых ионов.

2. Показано, что с помощью ТМПТ2 достигается хорошее количественное согласие с прецизионными надбарьерными сечениями слияния сферических атомных ядер; это означает, что в решении проблемы большой диффузности ядро-ядерного потенциала достигнут существенный прогресс.

3. Продемонстрировано, что χ^2 -анализ экспериментальных сечений захвата позволяет получить информацию о диффузности распределении ядерной материи в сталкивающихся ядрах.

4. Установлено, что немарковость влияет на рассчитываемые функции возбуждения захвата в большей степени, чем тепловые флуктуации.

5. Сравнение с экспериментальными данными выявило тот факт, что для описания функций возбуждения захвата для разных реакций требуются индивидуальные значения коэффициента радиального трения K_R и/или времени задержки τ_C .

6. Обнаружена и объяснена корреляция между величинами K_R и τ_C .

Личный вклад соискателя. Все результаты диссертации получены лично автором. Автор принимал непосредственное участие на всех этапах научно-исследовательской работы по теме диссертации: в разработке алгоритмов и написании компьютерных программ, проведении расчётов, обработке, анализе и обсуждении полученных результатов, подготовке статей к публикации.

Степень достоверности и апробация результатов.

Достоверность результатов, полученных в диссертации, обеспечена использованием в качестве основы широко известных а) модели поверхностного трения, б) потенциала двойной свёртки с хорошо зарекомендовавшими себя МЗУ NN силами, в) стохастических уравнений. Последние решаются известными методами Эйлера-Маруямы и Рунге-Кутты. На всех этапах моделирования производилось сравнение с другими подходами. Опубликованные в зарубежной и российской рецензируемой печати работы по теме диссертации прошли экспертную оценку ведущих специалистов в данной области ядерной физики.

Результаты диссертации докладывались на следующих конференциях и семинарах:

1. 58 Международная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро-2008. Проблемы фундаментальной ядерной физики.

Разработка ядерно-физических методов для нанотехнологий, медицинской физики и ядерной энергетики», Москва (Россия), июнь 2008.

2. Heavy Ion Accelerator Symposium for Fundamental and Applied Research, Canberra (Australia), April 2013.

3. International Nuclear Physics Conference 2013, Florence (Italy), June 2013.

4. 63 Международная конференция «Ядро-2013. Фундаментальные проблемы ядерной физики и атомной энергетики», Москва (Россия), октябрь 2013.

5. Семинары кафедры «Физика и химия» ОмГУПСа, 2010 – 2014.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 13 работ, из них 7 – в изданиях, рекомендуемых ВАК Минобрнауки России.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списков аббревиатур, используемых обозначений и литературы. Объём диссертации – 160 страниц, включая 56 рисунков и 18 таблиц. Список литературы содержит 131 наименование.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обсуждается актуальность работы и мотивация проводимых исследований, даётся краткий обзор по теме диссертации.

В первой главе предлагается видение автором имеющихся в литературе моделей, используемых для описания процесса захвата тяжёлых ядер. Основное внимание уделяется диссипативным подходам.

Во второй главе изложено подробное описание модели ДС и двух компьютерных кодов, реализующих эту модель и предназначенных для вычисления потенциала взаимодействия двух сложных атомных ядер.

Первый код (DFMSPH) разработан для взаимодействия двух сферических ядер. В отличие от часто используемых в литературе вычислений, описываемый код учитывает плотностную зависимость МЗУ NN сил, а также конечный радиус их обменного слагаемого.

Ядро-ядерный потенциал является самым важным компонентом для любой модели, предназначенной для описания процессов, происходящих при столкновении двух ядер. Наибольшую сложность для вычислений представляет собой ядерная часть этого потенциала. В соответствии с общими правилами квантовой механики любое взаимодействие должно обладать прямой и обменной составляющими. В рамках модели двойной свёртки любое взаимодействие находится как сумма взаимодействий каждого нуклона ядра-мишени (его радиус-вектор $\vec{r}_T$) с каждым нуклоном ядра-снаряда (его радиус-вектор $\vec{r}_P$). Прямое слагаемое ядерной части является функцией межцентрового расстояния и энергии, приходящейся на один нуклон, $E_P = E_{lab}/A_P$; в используемой модели оно имеет вид:

$$U_{nD}(R, E_P) = g(E_P) \int d\vec{r}_P \int d\vec{r}_T \rho_{PA}(\vec{r}_P) F_v(\rho_{FA}) v_D(s) \rho_{TA}(\vec{r}_T). \quad (2)$$

Здесь ρ_{PA} и ρ_{TA} – распределения центров масс нуклонов (нуклонные плотности) в сталкивающихся ядрах, находящихся в основном состоянии; v_D – прямое

эффективное ядерное взаимодействие между двумя нуклонами как функция расстояния между взаимодействующими нуклонами s ($\vec{s} = \vec{R} + \vec{r}_T - \vec{r}_P$). Функция $F_v(\rho_{FA})$ отвечает за плотностную зависимость NN взаимодействия; множитель $g(E_P)$ отражает явную зависимость потенциала от энергии столкновения. Произведя преобразование Фурье, удаётся свести шестикратный интеграл в (2) к сумме произведений двукратных интегралов.

Обменное слагаемое имеет более сложный вид:

$$U_{nE}(R, E_P) = g(E_P) \int d\vec{r}_P \int d\vec{r}_T \rho_{PA}(\vec{r}_P; \vec{r}_P + \vec{s}) \times \\ \times F_v(\rho_{FA}) v_E(s) \rho_{TA}(\vec{r}_T; \vec{r}_T - \vec{s}) \exp(i\vec{k}_{rel} \vec{s} m_n / m_{red}). \quad (3)$$

Оно содержит недиагональные элементы матрицы плотности, и поэтому применить преобразование Фурье невозможно. Упрощение достигается с помощью метода разложения матрицы плотности, предложенного в работах [11, 12]:

$$\rho_A(\vec{r}; \vec{r} + \vec{s}) \approx \rho_A(\vec{r} + \vec{s}/2) \hat{j}_1(k_F(\vec{r} + \vec{s}/2) \cdot \vec{s}). \quad (4)$$

В этом случае шестикратный интеграл удаётся упростить до суммы произведений трёхкратных интегралов. k_F в уравнении (4) - эффективный импульс Ферми. В уравнении (3) m_R - приведённая масса сталкивающихся ядер, m_n - масса нуклона, v_E - эффективное обменное NN взаимодействие, k_{rel} - волновое число, связанное с относительным движением сталкивающихся ядер. k_{rel} включает в себя искомую величину – полный потенциал. Таким образом, для нахождения полного потенциала необходимо применить итерационную процедуру.

В §2.2.1 и §2.2.4 обсуждаются модификации данного компьютерного кода, внесённые автором диссертации, а именно, в код добавлено обменное слагаемое кулоновского взаимодействия и учёт различных распределений центров масс протонов и нейтронов. Также произведён анализ того, на сколько и каким образом эти модификации влияют на вычисляемый потенциал.

Второй код (DFMDEF) предназначен для вычисления потенциала взаимодействия двух сложных атомных ядер, одно из которых деформировано (учитываются параметры деформации $\beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_6$) и произвольно ориентировано. Деформированное ядро предполагается аксиально симметричным. В этом коде, также как и в предшествующем, учитывается конечный радиус обменного слагаемого в ПСВ.

Для упрощения исходных выражений для слагаемых полного потенциала используются следующие приёмы. Для кулоновского и прямой части (а также обменной части в случае нулевого радиуса NN взаимодействия) сильного слагаемого применены разложение по сферическим функциям и преобразование Фурье. Это позволяет свести шестикратные интегралы к сумме произведений трёхкратных.

В случае конечного радиуса взаимодействия в обменной части сильного слагаемого оба эти приёма неприменимы. Здесь используется метод разложения матрицы плотности из [11, 12]; исходные интегралы сводятся к сумме произведений четырёхкратных интегралов.

Автором диссертации в обсуждаемый компьютерный код были внесены

следующие модификации: учёт различных распределений плотностей протонов и нейтронов; дополнение октупольной деформацией ядра-мишени, влекущей за собой необходимость компенсации сдвига центра масс деформированного ядра; вычисление коэффициента, отвечающего за сохранение объёма деформированного ядра, численным способом. С целью оптимизации компьютерных вычислений была получена приближённая формула для радиуса кулоновского барьера.

В отличие от случая сферических ядер, не удалось учесть плотностную зависимость NN взаимодействия.

Благодаря проделанной работе оба кода с соответствующим описанием опубликованы в журнале Computer Physics Communications; в сумме для двух кодов число скачиваний превысило 150.

Третья глава посвящена описанию классической (не квантовой) детерминистической диссипативной динамической модели реакции захвата при столкновении тяжёлых ионов, являющейся развитием модели [13]. Для краткости будем называть новую модель ТМПТО (траекторная модель с поверхностным трением, начальная версия). Процесс столкновения рассматривается при энергиях заметно выше кулоновского барьера, поэтому нет необходимости учитывать такие квантовые эффекты, как туннелирование и связь каналов.

В данной главе обсуждается столкновение двух сферических ядер. Такие ядра обычно имеют хотя бы одну (протонную или нейтронную) заполненную оболочку и являются достаточно жёсткими. Поэтому в ТМПТО учитываются только две степени свободы, соответствующие радиальному и орбитальному движению: безразмерная координата $q = R/R_{PT}$ и φ . φ – это угол между прямой, соединяющей центр силы и воображаемую частицу в данный момент времени, и вектором импульса ядра-снаряда при $q \gg 1$. R_{PT} равен сумме радиусов половинной плотности: $R_{PT} = R_{0P} + R_{0T}$.

В рамках ТМПТО процесс столкновения двух ядер представляется как движение воображаемой частицы с приведённой массой, испытывающей действие консервативной (F_U), центробежной (F_{cen}) и диссипативной (F_{Dq}) сил:

$$\frac{dp}{dt} = F_U + F_{cen} + F_{Dq}, \quad \frac{dq}{dt} = \frac{p}{m_q}, \quad (5a, б)$$

$$\frac{dL}{dt} = F_{D\varphi}, \quad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\hbar L}{m_q q^2}. \quad (6a, б)$$

Здесь p – импульс, соответствующий радиальному движению; $m_q = m_n A_p A_T \cdot R_{PT}^2 / (A_p + A_T)$ – радиальный инерционный параметр. $\hbar L$ – проекция орбитального углового момента на ось, перпендикулярную плоскости реакции. Силы радиального и орбитального трения согласно модели поверхностного трения выражается через сильную часть ядро-ядерного потенциала:

$$F_{Dq} = -\frac{p}{m_q} K_R \left(\frac{dU_n}{dq} \right)^2, \quad F_{D\varphi} = -\frac{(L - L_s)}{m_q} K_\varphi \left(\frac{dU_n}{dq} \right)^2. \quad (7a, б)$$

Консервативная сила определяется полным потенциалом. Таким образом, две силы из трёх, действующих на воображаемую частицу, определяются потенциальной

энергией – полной или её ядерной часть. Очевидно, что от выбора этой энергии будут сильно зависеть все результаты моделирования. В ТМПТО в качестве энергии взаимодействия используется потенциал ДС, обсуждаемый во второй главе диссертации.

Динамические уравнения (5), (6) решаются методом Рунге-Кутты. Воображаемая частица либо отражается от потенциального барьера, либо захватывается в потенциальный карман. Последнее происходит в двух следующих случаях. В первом случае воображаемая частица должна перевалить через вершину барьера, при этом её кинетическая энергия должна стать порядка температуры. Второй случай возникает, когда частица по некоторой причине проникает глубже за барьер с бóльшим значением кинетической энергии. Тогда требуется, чтобы воображаемая частица оказалась существенно дальше за барьером.

Коэффициент прохождения для каждой парциальной волны T_L находится как отношение числа захваченных траекторий к их полному числу. С помощью этих коэффициентов вычисляются поперечные сечения захвата согласно широко используемому квантово-механическому выражению

$$\sigma = \frac{\pi \hbar^2}{2m_R E_{c.m.}} \sum_{L=0}^{L_{\max}} (2L+1) T_L. \quad (8)$$

$E_{c.m.}$ - энергия столкновения в системе центра масс.

В данной главе подробно описан подбор параметров модели, главным образом это начальные условия и условия захвата. В иллюстративных целях в начале главы представлены траектории воображаемой частицы (т.е. её координаты и импульсы как функции времени) как для случая захвата, так и для случая отражения от кулоновского барьера. Также продемонстрирована адаптация микроскопически вычисленного ядро-ядерного потенциала к динамическим расчётам. Дело в том, что найденный таким образом потенциал не обладает достаточной гладкостью при больших межцентровых расстояниях, поэтому предложена его аналитическая аппроксимация. В § 3.1.4 приведён подробный анализ этой процедуры и выбора соответствующего профиля.

На качественном уровне произведено сравнение детерминистических расчётов с экспериментальными сечениями захвата; результат этого сравнения представлен на рисунке 1. Оно, во-первых, показало, что в рамках диссипативной траекторной модели удаётся с помощью ПСВ с нормальной (малой) диффузностью воспроизвести высокоточные экспериментальные данные. Таким образом, подтверждена гипотеза о том, что проблема большой диффузности может быть решена учётом диссипации в вычислении сечений захвата. Во-вторых, были подобраны амплитуды для коэффициентов трения. Оказалось, что изменение амплитуды орбитального коэффициента трения почти не влияет на вычисляемые функции возбуждения. Напротив, увеличение амплитуды радиального трения ведёт к существенному подавлению захвата – функция возбуждения практически параллельно сдвигается вниз. Таким образом, при необходимости этот параметр может быть использован в качестве подгоночного.

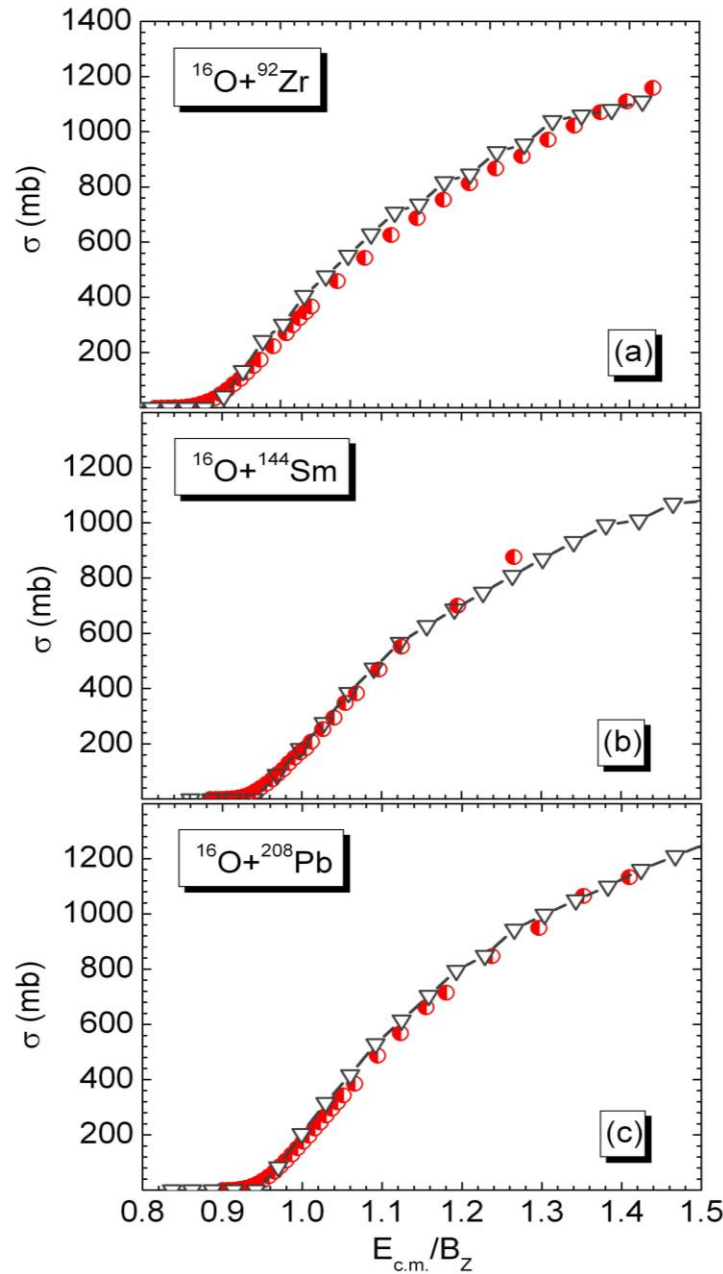


Рисунок 1. Экспериментальные функции возбуждения слияния (полуоткрытые кружки) для систем $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ (а), $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ (б) и $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ (с) из работ [4], [5] и [6] соответственно сравниваются с результатами, вычисленными с помощью ТМПТ0 (без флуктуаций) при $K_R = 2.5 \cdot 10^{-2} \text{ МэВ}^{-1} \cdot \text{зсек}$ (кривые с треугольниками). Погрешности экспериментальных данных находятся в пределах значков. $B_Z = Z_p Z_T / (A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$.

В четвёртой главе представлена усовершенствованная версия разрабатываемой модели - ТМПТ2. Начальная версия модели, во-первых, дополнена тепловыми флуктуациями коллективных переменных, а, во-вторых, в ней учтены эффекты памяти.

Динамические уравнения для радиальной координаты приобрели форму

$$\frac{dp}{dt} = F_U + F_{cen} + \Phi_{Dq} + \zeta \sqrt{2D_q}, \quad \frac{dq}{dt} = \frac{p}{m_q}. \quad (9a,6)$$

D_q - радиальный коэффициент диффузии, связанный с температурой и коэффициентом трения соотношением Эйнштейна. Сила запаздывающего трения выражается интегралом:

$$\Phi_{Dq} = \int_0^t F_{Dq}(s) \Gamma(t-s) ds. \quad (10)$$

Ядро этого выражения, содержащее эффекты памяти,

$$\Gamma(t-s) = \frac{1}{\tau_c} \exp\left(-\frac{|t-s|}{\tau_c}\right), \quad (11)$$

одновременно является корреляционной функцией случайной силы (т.е. величины ζ). В случае нулевого времени корреляции τ_c цветной шум ζ превращается в белый, а запаздывающая сила трения – в мгновенную, F_{Dq} , определяемую соотношением (7а). Для ненулевого τ_c в данной главе подробно изложена методика, позволяющая свести систему двух интегро-дифференциальных уравнений с цветным шумом к системе трёх дифференциальных уравнений с белым шумом.

Оказалось, что орбитальное движение существенно медленнее радиального. Поэтому уравнения для орбитального движения используются в марковской форме (без эффектов памяти):

$$\hbar \frac{dL}{dt} = F_{D\varphi} + b_\varphi \sqrt{2D_\varphi}, \quad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\hbar L}{m_q q^2}. \quad (12a,б)$$

Здесь D_φ - орбитальный коэффициент диффузии; b_φ - нормально распределённые случайные числа с дисперсией 1; K_φ - амплитуда орбитального коэффициента трения.

Для иллюстрации в диссертации представлены траектории воображаемой частицы в случае присутствия белого шума (при мгновенном трении) и в случае цветного шума (при запаздывающем трении).

Можно предположить, что роль флуктуаций и эффектов памяти может быть различна для процессов деления и слияния. Процесс деления медленный и происходит исключительно благодаря флуктуациям; поэтому эффекты памяти для него имеют малое значение. Надбарьерное слияние – быстрый процесс, он инициируется начальным радиальным импульсом относительного движения сталкивающихся ядер. Поэтому выдвигается предположение, что флуктуации не должны оказывать существенного влияния на процесс слияния при надбарьерных энергиях, в то время как эффекты памяти могут быть весьма «заметными».

В связи с этим в § 4.3 представлены результаты исследования того, как влияют на расчёт функций возбуждения захвата флуктуации и эффекты памяти. При отсутствии эффектов памяти флуктуации уменьшают сечения захвата на 5-8%; это можно увидеть на рисунке 2 для трёх реакций. В случае ненулевого времени задержки ($\tau_c = 0.2$ зсек) этот эффект ослабевает: сечения становятся меньше на 2-4%.

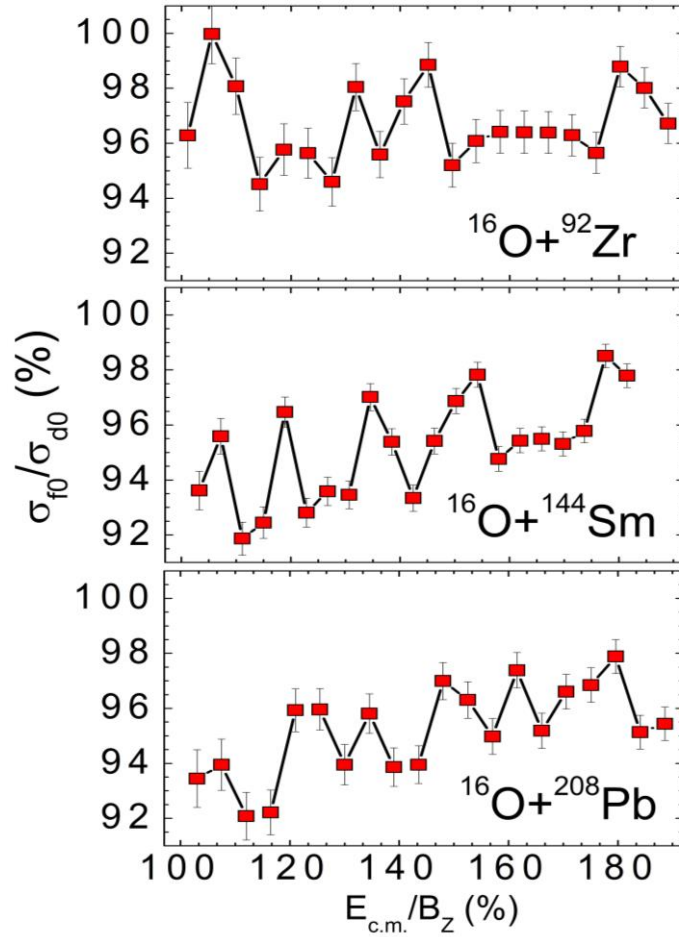


Рисунок 2. Влияние флуктуаций на рассчитываемые сечения. σ_{f0} вычислена с белым шумом; σ_{d0} - детерминистический расчёт. $K_R = 2.5 \cdot 10^{-2}$ МэВ⁻¹·зсек, $\tau_C = 0$.

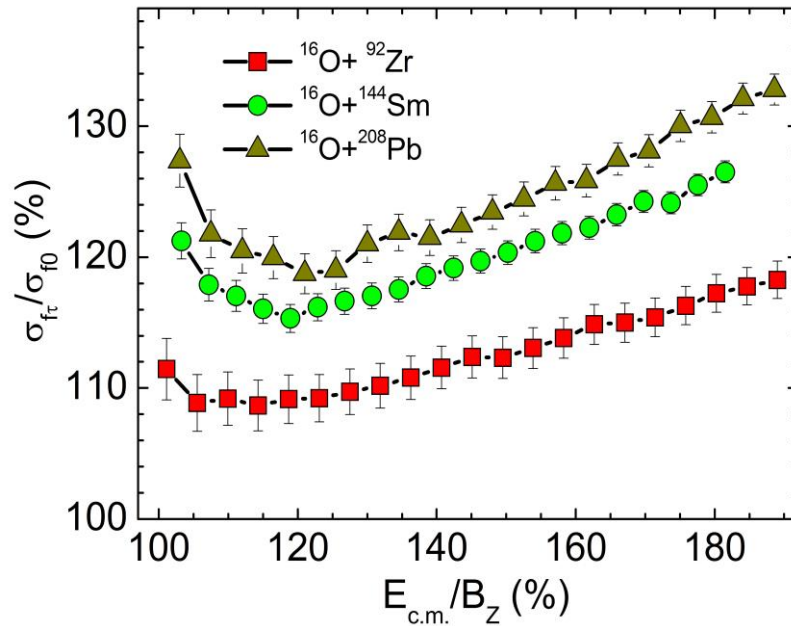


Рисунок 3. Влияние эффектов памяти на рассчитываемые сечения. $\sigma_{f\tau}$ и σ_{f0} вычислены с цветным и белым шумом соответственно ($\tau_C = 0.2$ зсек и $\tau_C = 0$). $K_R = 2.5 \cdot 10^{-2}$ МэВ⁻¹·зсек.

Как и ожидалось, эффекты памяти оказывают более сильное воздействие на функции возбуждения. Введение запаздывающего трения с $\tau_c = 0.2$ зсек в детерминистическом случае приводит к увеличению рассчитанных сечений примерно на 10% для самой лёгкой из представленных систем, на 10-20% для средней и на 15-25% для самой тяжёлой. Аналогичная картина наблюдается в расчётах с флуктуациями (рисунок 3): учёт эффектов памяти увеличивает сечения захвата, причём тем сильнее, чем тяжелее система. Объяснить такое поведение можно следующим образом. Для более тяжёлой системы кулоновский барьер находится при меньшем значении q , где больше производная от ПСВ. Чем длиннее путь, пройденный воображаемой частицей, с существенным ПСВ, тем сильнее проявляет себя трение, а, значит, и время корреляции.

В пятой главе проведено сравнение с прецизионными функциями возбуждения захвата. Отдельный параграф (§ 5.1) посвящён обзору имеющихся экспериментальных данных с высокой точностью. Здесь же представлен вывод аналитической формулы, связывающей радиус половинной плотности ядра со среднеквадратичным значением радиуса.

При сравнении с экспериментом в качестве варьируемых параметров модели выступают наименее определённые величины: амплитуда коэффициента радиального трения K_R , время задержки τ_c и диффузность распределения вещества в ядре-мишени. В данной главе показано, что варьирование параметров распределения более массивного ядра-мишени влияет на результаты моделирования в большей степени, чем варьирование параметров ядра-снаряда.

В ходе расчётов было обнаружено, что при увеличении времени задержки τ_c функция возбуждения смещается вверх аналогично тому, как это происходит при уменьшении значения K_R . Тем самым было установлено наличие корреляции между величинами K_R и τ_c . Эту связь можно понять на качественном уровне: поскольку воображаемая частица движется со стороны больших расстояний, учёт запаздывающего трения эффективно уменьшает значение коэффициента трения (см. уравнения (7а), (10)).

§ 5.3 содержит количественное сравнение с экспериментом на примере реакции $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ с помощью критерия χ^2 . В качестве варьируемых параметров использовались амплитуда радиального коэффициента трения K_R и диффузность распределения ядерной материи в самарии a_{AT} . χ^2 -анализ представлен на рисунке 4. Минимальное значение χ^2 , приходящееся на одну точку (χ^2_ν), равно 5.4 при $a_{AT} = (0.490 \div 0.510)$ фм и $K_R = (0.8 \div 1.1) \cdot 10^{-2}$ МэВ⁻¹ зсек. Принимая во внимание тот факт, что типичная экспериментальная погрешность сечений составляет 0.5%, можно считать качество теоретического описания, дающего $\chi^2_\nu = 5.4$, очень хорошим.

Неожиданным результатом проведённого анализа оказалось то, что из прецизионных функций возбуждения захвата можно извлекать информацию о распределении материи в сталкивающихся ядрах.

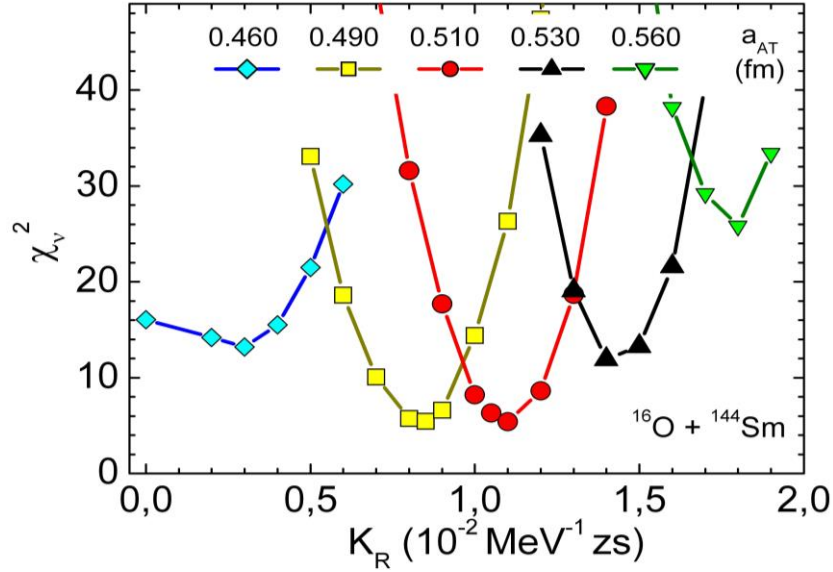


Рисунок 4. χ^2 -анализ экспериментальной функции возбуждения слияния из работы [5]. $\tau_C = 0$.

Несмотря на обилие экспериментальных данных, в настоящее время в литературе присутствуют прецизионные надбарьерные функции возбуждения слияния для сферических ядер только по шести реакциям: $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$ [4], $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ [5], $^{28}\text{Si} + ^{92}\text{Zr}$ [4], $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ [6], $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{32}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ [7]. Все они представлены на рисунке 5 (полуоткрытые кружки) совместно с рассчитанными в рамках ТМПТ2 (линии с квадратами), а также МПОБ для сравнения (толстые линии). Из рисунка видно, что, за одним исключением, линии, соответствующие МПОБ, лежат выше экспериментальных точек. Такой подход, не учитывающий диссипативный характера процесса столкновения, ранее свидетельствовал против потенциала ДС с малой диффузностью, указывая, что его использование всегда даёт завышенные сечения слияния. Однако, как видно из рисунка 4, если подобрать соответствующим образом параметры ТМПТ2, можно успешно воспроизвести прецизионные функции возбуждения в рамках модели, основанной на потенциале ДС. Также из рисунка 5 видно, что с помощью универсального набора варьируемых параметров не удастся описать с хорошей точностью сечения слияния для всех шести систем. Учитывая обнаруженную корреляцию между K_R и τ_C , не очевидно, какой из этих параметров нужно варьировать. К тому же параметры распределения плотности материи в сталкивающихся ядрах также неоднозначны. По этим двум причинам мы предпочитаем отложить дальнейший подбор неопределённых параметров до появления более обширных систематических высокоточных надбарьерных данных или появления новых идей.

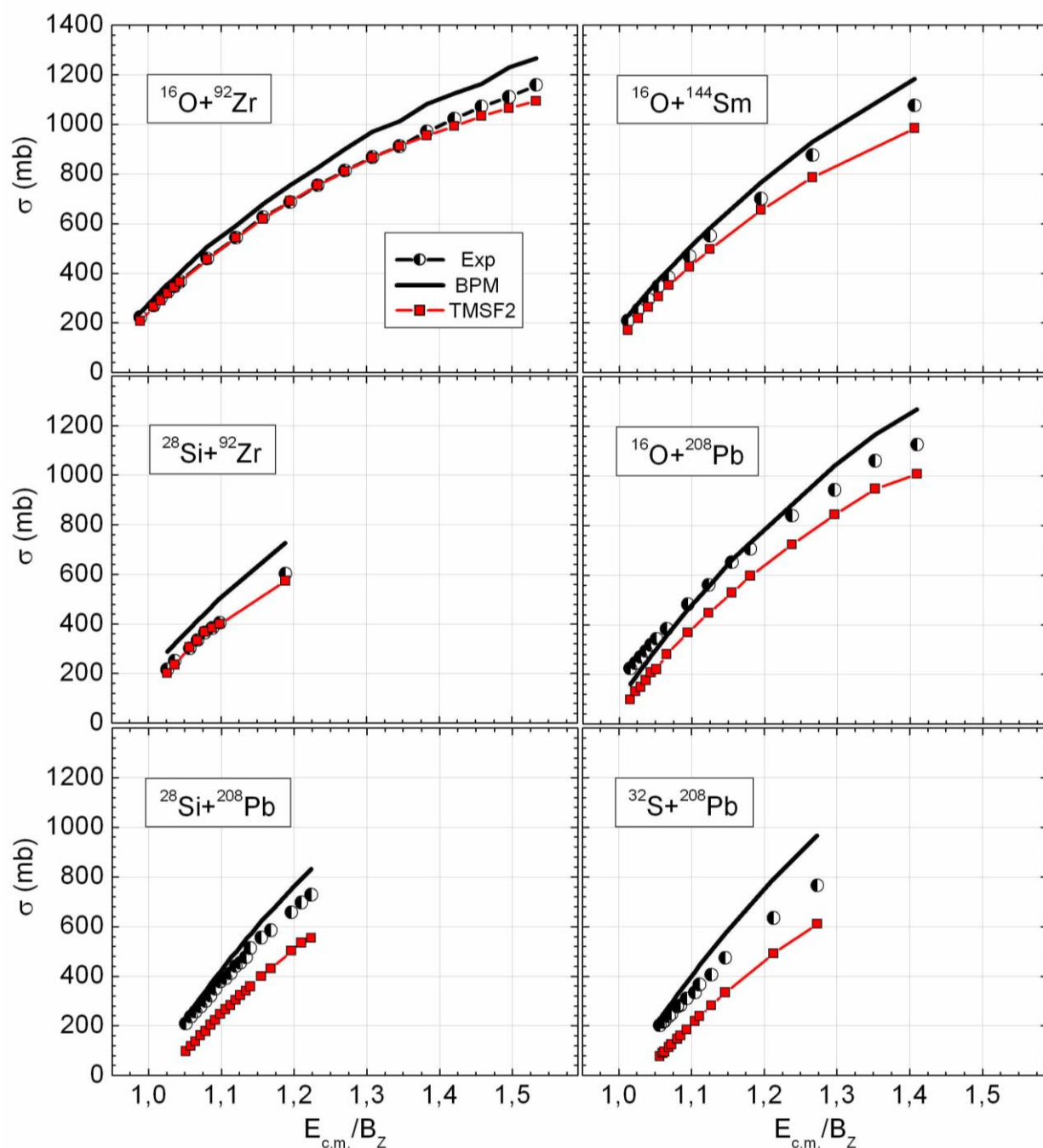


Рисунок 5. Экспериментальные функции возбуждения захвата для реакций $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Zr}$, $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$, $^{28}\text{Si} + ^{92}\text{Zr}$, $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $^{28}\text{Si} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{32}\text{S} + ^{208}\text{Pb}$ из работ [4, 5, 4, 6, 7, 7] соответственно (полуоткрытые кружки); функции возбуждения, рассчитанные в рамках МПОБ, (толстые линии) и с помощью ТМПТ2 (линии с квадратами, $K_R = 2.0 \cdot 10^{-2} \text{ МэВ}^{-1} \text{ зсек}$, $\tau_C = 0$).

В **заключении** сформулированы результаты, полученные в представленной диссертационной работе.

Основные результаты и выводы

1. Продемонстрировано, что учёт различий в распределении центров масс протонов и нейтронов в сталкивающихся ядрах играет заметную роль при вычислении энергии их взаимодействия, в особенности для нейтронно-избыточных и нейтронно-дефицитных ядер; в некоторых случаях изменение положения, высоты и кривизны кулоновского барьера достигает 10%.

2. Разработана динамическая модель процесса захвата при надбарьерном столкновении сферических ядер, учитывающая диссипацию и немарковость (ТМПТ2). В основе модели лежит полумикроскопический потенциал двойной свёртки (ДС), учитывающий МЗУ нуклон-нуклонное взаимодействие с плотностной зависимостью и конечным радиусом обменного слагаемого.

3. Впервые показано, что с помощью потенциала ДС, обладающего нормальной (малой) диффузностью и успешно используемого для описания процесса упругого рассеяния тяжёлых ионов, можно воспроизводить экспериментальные данные и по захвату ядер. Таким образом, достигнут прогресс в решении сформулированной около 10 лет назад так называемой проблемы большой диффузности ядро-ядерного потенциала.

4. Произведено сравнение результатов моделирования с известными в литературе высокоточными надбарьерными функциями возбуждения захвата в реакциях столкновения сферических ядер. Показано, что количественное описание этих функций возбуждения для разных реакций требует индивидуального подбора амплитуды радиального коэффициента трения K_R и/или времени задержки τ_C .

5. На примере реакции $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ проведено количественное сравнение с экспериментом (χ^2 -анализ), в ходе которого обнаружилось, что, во-первых, в рамках предложенной ТМПТ2 можно описать прецизионные данные с хорошей точностью ($\chi^2 = 5.4$), а во-вторых, из таких данных можно извлекать информацию о распределении вещества в сталкивающихся ядрах.

6. Доказано, что при слиянии сложных ядер эффекты памяти играют бóльшую роль, чем тепловые флуктуации.

7. Обнаружена корреляция между амплитудой радиального коэффициента трения и временем задержки: увеличение τ_C эффективно уменьшает K_R . Предложено объяснение этого эффекта.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНЫ В РАБОТАХ:

Издания в журналах с индексом цитирования выше 3.0:

1. I.I. Gontchar, M.V. Chushnyakova. A C-code for the double-folding interaction potential of two spherical nuclei// Computer Physics Communications. 2010. Vol. 181. P. 168-182; <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2009.09.007>

2. I.I. Gontchar, M.V. Chushnyakova. A C-code for the double folding interaction potential for reactions involving deformed target nuclei // Computer Physics Communications. 2013. Vol. 184. P. 172-182; <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2012.08.013>

3. M.V. Chushnyakova, I.I. Gontchar. Heavy ion fusion: Possible dynamical solution of the problem of the abnormally large diffuseness of the nucleus-nucleus potential // *Physical Review C*. 2013. Vol. 87. P. 014614 [13 pages];
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.87.014614>

4. M.V. Chushnyakova, I.I. Gontchar. Memory versus fluctuations in heavy ion fusion // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. 2013. Vol. 40. P. 095108 [18 pages];
<http://iopscience.iop.org/0954-3899/40/9/095108>

Другие издания, рекомендованные ВАК Минобрнауки России:

5. М.В. Чушнякова, Н.Е. Актаев, И.И. Гончар // Влияние различия распределений плотности протонов и нейтронов на барьер слияния ядер в модели двойной свёртки // *Известия РАН. Серия физическая*. 2009. Т. 73. С. 196-197.

6. M.V. Chushnyakova, I.I. Gontchar. New dissipative non-Markovian model treatment of capture: the need for precise experimental above-barrier cross sections // *European Physical Journal: Web of Conferences*. 2013. Vol. 63. P. 02008;
doi: 10.1051/epjconf/20136302008

7. И. И. Гончар, М. В. Чушнякова, С. А. Гельвер. Слияние сложных ядер: потенциал двойной свертки и проблема аномально большой диффузности // *Омский научный вестник*. 2013. №3 (123). С. 5-9.

Материалы конференций:

8. М.В. Чушнякова, Н.Е. Актаев, И.И. Гончар. Влияние различия распределений плотности протонов и нейтронов на барьер слияния ядер в модели двойной свёртки // *Тезисы докладов 58 Международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро-2008» (23-27 июня 2008, Москва)*. 2008. С. 249.

9. Н.Е. Актаев, М.В. Чушнякова, И.И. Гончар Обменная часть кулоновского взаимодействия и барьер слияния ядер в модели двойной свёртки // *Тезисы докладов 58 Международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро-2008» (23-27 июня 2008, Москва)*. 2008. С. 250

10. M.V. Chushnyakova, I.I. Gontchar. New dissipative non-Markovian model treatment of capture: the need for precise experimental above-barrier cross sections // *Book of abstracts of HIAS 2013 “Heavy Ion Accelerator Symposium on Fundamental and Applied Science” (April 8-12, 2013, Canberra, Australia)*. 2013. P. 64.

11. I.I. Gontchar, M.V. Chushnyakova. The M3Y double folding dissipative model in agreement with precise fusion cross sections // *Journal of Modern Physics* 4 (2013) 1-4.
doi:10.4236/jmp.2013.45B001

12. M.V. Chushnyakova. Retarding friction versus white noise in the description of heavy ion fusion // *Book of abstracts of 25th International Nuclear Physics Conference INPC2013 (2-7 June 2013, Firenze, Italy)*. 2013. Vol. 03 – Nuclear Reactions. P. NR 037.

13. Chushnyakova, I.I. Gontchar. Analysis of fusion data for $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{30}\text{Si}+^{30}\text{Si}$, and $^{16}\text{O}+^{30}\text{Si}$ reactions using a dynamical model based on M3Y forces // *Book of abstracts of LXIII International conference Nucleus 2013 “Fundamental problems of nuclear physics and atomic power engineering” (October 8-12, 2013, Moscow)*. 2013. P. 219.

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Newton J. O. Systematics of precise nuclear fusion cross sections: the need for a new dynamical treatment of fusion? / J. O. Newton, R. D. Butt, M. Dasgupta, D. J. Hinde, I. I. Gontchar, C. R. Morton, K. Hagino // *Physics Letters B*. – 2004. – Vol. 586. – P. 219.
2. Newton J. O. Systematic failure of the Woods-Saxon nuclear potential to describe both fusion and elastic scattering: Possible need for a new dynamical approach to fusion / J. O. Newton, R. D. Butt, M. Dasgupta, D. J. Hinde, I. I. Gontchar, C. R. Morton, K. Hagino // *Physical Review C*. – 2004. – Vol. 70. – P. 024605.
3. <http://nrv.jinr.ru/nrv/webnrv/fusion/reactions.php>
4. Newton J. O. Experimental barrier distributions for the fusion of ^{12}C , ^{16}O , ^{28}Si , and ^{35}Cl with ^{92}Zr and coupled-channels analyses / J. O. Newton, C. R. Morton, M. Dasgupta, J. R. Leigh, J. C. Mein, D. J. Hinde, H. Timmers, K. Hagino // *Physical Review C*. – 2001. – Vol. 64. – P. 064608.
5. Leigh J. R. Barrier distributions from the fusion of oxygen ions with $^{144,148,154}\text{Sm}$ and ^{186}W / J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. C. Mein, C. R. Morton, R. C. Lemmon, J. P. Lestone, J. O. Newton, H. Timmers, J. X. Wei, N. Rowley // *Physical Review C*. – 1995. – Vol. 52. – P. 3151.
6. Morton C. R. Coupled-channels analysis of the $^{16}\text{O}+^{208}\text{Pb}$ fusion barrier distribution / C. R. Morton, A. C. Berriman, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. O. Newton, K. Hagino, I. J. Thompson // *Physical Review C*. – 1999. – Vol. 60. – P. 044608.
7. Hinde D. J. Competition between fusion-fission and quasi-fission in the reaction $^{28}\text{Si}+^{208}\text{Pb}$ / D. J. Hinde, C. R. Morton, M. Dasgupta, J. R. Leigh, J. C. Mein, H. Timmers // *Nuclear Physics A*. – 1995. – Vol. 592. – P. 271-289.
8. Dasgupta M. Measuring barriers to fusion / M. Dasgupta, D. J. Hinde, N. Rowley, A. M. Stefanini // *Annual Review of Nuclear and Particle Science* – 1998. – Vol. 48. – P. 401.
9. Hagino K. A program for coupled-channels calculations with all order couplings for heavy-ion fusion reactions / K. Hagino, N. Rowley, A. T. Kruppa. // *Computer Physics Communications*. – 1999. – Vol. 123. – P. 143.
10. Satchler G. R. Heavy-ion scattering and reactions near the Coulomb barrier and “threshold anomalies” / G. R. Satchler // *Physics Reports*. – 1991. – Vol. 199. – P. 147-190.
11. Negele J.W. Density-matrix expansion for an effective nuclear Hamiltonian / J.W. Negele, D. Vautherin // *Physical Review C*. – 1972. – Vol. 5. – P. 1472.
12. Campi X. A simple approximation for the nuclear density matrix / X. Campi, A. Bouyssy // *Physics Letters B*. – 1978. – Vol. 73. P. 263-266.
13. Gross D. H. E. Friction model of heavy-ion collisions / D. H. E. Gross, H. Kalinowski // *Physics Reports*. – 1978. – Vol. 45. – P. 175.