

ЛИТНЕВСКИЙ АНДРЕЙ ЛЕОНИДОВИЧ

**ПУТИ УВЕЛИЧЕНИЯ ТОЧНОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ
ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ ВОЗБУЖДЁННЫХ ЯДЕР**

Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена на кафедре физики и химии Омского государственного университета путей сообщения

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор Гончар Игорь Иванович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Ерёменко Дмитрий Олегович

кандидат физико-математических наук,
доцент Сердюцкий Виталий Андреевич

Ведущая организация: Лаборатория теоретической физики им. Боголюбова
Объединённого института ядерных исследований,
г. Дубна

Защита состоится « 21 » июня 2011 г. в 16.30 час. на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д 212.269.05 при ГОУ ВПО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет» по адресу: 634050, г. Томск, проспект Ленина, 2а, ауд. 326.

С диссертацией можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ГОУ ВПО «Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

Автореферат разослан “__” _____ 2011 года.

Учёный секретарь совета по защите
докторских и кандидатских диссертаций,
кандидат физико-математических наук, доцент

А.В. Кожевников

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Деление возбуждённых атомных ядер было открыто в 1939 году [1]. В пионерской работе [2], посвященной теоретическому описанию процесса деления, была предложена первая модель, позволяющая понять основные закономерности обнаруженного явления. К настоящему моменту времени создано довольно много разнообразных моделей деления. Их можно разделить на три класса: статистические, динамические и комбинированные. Использование последних является оптимальным с точки зрения точности получаемых результатов и необходимых затрат компьютерного времени.

Комбинированные модели [3 – 16] содержат две ветви: динамическую и статистическую. В комбинированной динамическо-статистической модели [5] (КДСМ) и её модифицированной версии КДСМ1, которая описана в [13], моделирование процесса деления ядра начинается с динамической ветви. Затем, при выполнении определенных условий, программа, реализующая модель, переходит в статистическую ветвь. Эти ветви должны быть согласованы друг с другом. Для этого необходимо, чтобы скорость деления ядер в статистическом режиме совпадала с динамической квазистационарной скоростью деления (КССД, R_D).

Скорость деления ядер, используемую в статистической ветви модели, необходимо рассчитывать аналитически после каждого акта эмиссии частицы. На практике для этого широко применяется подход, предложенный Крамерсом [17]. Однако в литературе [18 – 20] имеются сведения о том, что крамерсова скорость деления (КСД) может отличаться от R_D более чем на 20%. Это влияет на точность всех получаемых значений наблюдаемых величин. Более аккуратное согласование КСД и КССД может позволить заметно уменьшить погрешности моделирования.

Ещё один путь усовершенствования моделей деления связан с моделированием эмиссии частиц. В большинстве известных нам комбинированных моделей (см., например, [6, 10, 12, 14, 15]) значения угловых моментов, уносимых эмитируемыми частицами, полагаются целыми и фиксированными на протяжении всего процесса моделирования (используется приближение Вайскопфа–Эвинга), однако в действительности они случайны. В некоторых источниках (см., например, [11, 21, 22]) эта стохастичность учтена: ширины эмиссии частиц рассчитываются в приближении Хаузера–Фешбаха. В литературе нами не обнаружено сравнения результатов, полученных при исполь-

зовании этих подходов. Исследование этого влияние представляется актуальной научной задачей, поскольку расчёты без учёта стохастичности уносимых моментов требуют заметно меньших затрат компьютерного времени.

Цели работы:

1. Улучшить согласованность динамических и статистических ветвей комбинированных моделей деления ядер.
2. Учесть в КДСМ случайный характер углового момента, уносимого эмитируемыми частицами, проанализировать влияние такого учёта на результаты моделирования.

Научная новизна и значение результатов:

1. В работе впервые проведено систематическое исследование влияния параметров моделирования на динамическую квазистационарную скорость деления ядер.
2. Систематически исследована точность аналитических формул, применяемых для расчёта скорости деления в статистических ветвях комбинированных моделей.
3. Показано, что для расчёта скорости деления недостаточно учитывать только параметры потенциала вблизи его экстремальных точек.
4. Предложена поправка к классическим формулам для скорости деления, позволяющая согласовать рассчитываемую аналитически скорость деления с динамической квазистационарной при отклонении формы потенциала в области сплюснутых форм ядра от параболической.
5. Рассчитано распределение испускаемых из ядра частиц по уносимому ими угловому моменту, проанализированы факторы, оказывающие влияние на его вид.
6. В программе, реализующей комбинированную динамическо-статистическую модель деления ядер, рандомизированы значения угловых моментов, уносимых лёгкими частицами. Проанализировано влияние внесённых изменений на основные наблюдаемые величины (вероятность деления, средняя множественность предразрывных нейтронов, среднее время деления).

Практическая значимость результатов работы:

Результаты работы могут позволить улучшить согласование динамических и статистических ветвей комбинированных моделей. Кроме того, в работе показано, что использование фиксированных значений угловых моментов, уносимых эмитируемыми частицами, является приемлемым, поэтому

допускается экономить компьютерное время на учёте стохастичности этих моментов. Полученные в настоящей диссертационной работе результаты могут представлять интерес для следующих научно-исследовательских центров:

1. Department of Physics, Southeast University, People's Republic of China;
2. Gesellschaft fuer Schwerionenforschung (GSI), Darmstadt, Germany;
3. Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL), Caen, France;
4. Wright Nuclear Structure Laboratory, Yale University, USA;
5. Université Bordeaux I, Gradignan, France;
6. Department of Chemistry, Washington University, St. Louis, USA;
7. Объединённый институт ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна, Россия;
8. Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского Государственного Университета (НИИЯФ МГУ), Москва, Россия;
9. Омский государственный университет, физический факультет, Омск, Россия.

Основные научные положения, выносимые на защиту:

1. Существующие аналитические выражения, широко применяемые для расчёта скорости деления ядер, не отражают влияния на эту величину всего объёма в фазовом пространстве, который может заселяться вблизи квазистационарного состояния делящейся системы. Корректный учёт размеров доступной области фазового пространства позволяет существенно улучшить согласие значений скорости деления, получаемых аналитически, с динамической квазистационарной скоростью деления.
2. Учёт стохастичности угловых моментов, уносимых частицами, может заметно изменить зависимости наблюдаемых величин от углового момента и несколько приблизить результаты моделирования к экспериментальным данным. В целях сокращения времени моделирования допускается использовать фиксированные значения угловых моментов, уносимых частицами.

Личный вклад соискателя. В работах, выполненных в соавторстве, соискатель принимал активное участие: в проведении расчётов, обработке и анализе результатов, в подготовке статей к публикации. Соискателем была разработана программа, позволяющая динамически моделировать распад метастабильного состояния, а также была модифицирована программа, реализующая комбинированную динамическо-статистическую модель деления возбуждённых атомных ядер. Все основные результаты диссертации получены лично автором.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на конференции INPC–2007 (Япония, Токио, июнь 2007), на 6-ой Международной конференции «Ядерная и радиационная физика» ICNRP–07 (Казахстан, Алматы, июнь 2007), на Всероссийской конференции «Под знаком «Сигма» (Омск, май 2007), на 57–й Международной конференции «Ядро–2007» (Воронеж, июль 2010), на 3-ей Международной конференции «Актуальные проблемы ядерной физики и атомной энергии» (Украина, Киев, июнь 2010), на 60–й Международной конференции «Ядро–2010» (Санкт-Петербург, июль 2010).

Публикации. Список публикаций по теме диссертации включает 12 работ, из которых 2 опубликованы в изданиях, рекомендованных перечнем ВАК.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, приложения и списка использованной литературы. Общий объём диссертации составляет 128 страниц, включая рисунки и список цитируемой литературы. Диссертация содержит 41 рисунок и 2 таблицы. Список литературы включает в себя 77 наименований.

Основное содержание работы

Во **введении** дан краткий обзор существующих моделей деления возбуждённых ядер, их классификация, преимущества и недостатки. Сформулированы цели и задачи исследования.

В **I главе** диссертации описываются основные принципы и проблемы комбинированного динамическо-статистического моделирования деления ядер.

В **разделе 1.1** проводится рассмотрение алгоритма работы комбинированных динамическо-статистических моделей на примере КДСМ1. Модификации этой модели будет посвящена третья глава диссертации.

В **разделе 1.2** даётся обзор усовершенствований моделей деления, которые были сделаны в последнее время и опубликованы в литературе. Обсуждается вклад каждого из этих уточнений в значения динамической квазистационарной скорости деления. Рассмотрено влияние учёта второй и третьей степеней свободы ядра, немарковости процесса деления, а также квантовых эффектов (туннелирования).

Раздел 1.3 посвящён выводу классических формул Крамерса, обсуждению приближений и допущений, при которых они получены. В этом разделе восстановлены выкладки, опущенные автором оригинальной статьи [17]. Формулы Крамерса используются для вычисления скорости деления ядер в статистических вет-

вах комбинированных моделей. Эти выражения позволяют, не проводя динамическое моделирование, получить значение КССД, зная частоты ω_{qs} и ω_{sd} колебаний броуновских частиц вблизи экстремумов потенциала, коэффициент затухания β , высоту барьера деления B_f и температуру T . Крамерс использовал при выводе канонический ансамбль. В этом приближении температура системы не зависит от коллективной координаты. Формула Крамерса для средних значений коэффициента затухания ($\beta \ll \omega_{sd}$) имеет вид

$$R_K = \left(\sqrt{\omega_{sd}^2 + \frac{\beta^2}{4}} - \frac{\beta}{2} \right) \frac{\omega_{qs}}{2\pi\omega_{sd}} \exp\left(-\frac{B_f}{T}\right). \quad (1)$$

Из этого выражения нетрудно получить формулу для скорости деления в случае сверхзатухания ($\beta \gg \omega_{sd}$):

$$R_O = \frac{\omega_{qs}\omega_{sd}}{2\pi\beta} \exp\left(-\frac{B_f}{T}\right). \quad (2)$$

Есть ещё одна формула, которая в явном виде в статье Крамерса не приводится, но является полезной при современном уровне развития компьютеров:

$$R_I = \left(\frac{\eta}{T} \int_{-\infty}^{q_{sd}} \exp\left[-\frac{U(y)}{T}\right] dy \int_{q_{qs}}^{q_{sc}} \exp\left[\frac{U(x)}{T}\right] dx \right)^{-1}, \quad (3)$$

где η – фрикционный параметр. Это выражение применимо так же, как и (2), для режима сверхзатухания, но при этом является более общим. В (3) при вычислении скорости деления учитывается вся зависимость потенциальной энергии от координаты. Формула (2) может быть получена из (3) в предположении о параболичности потенциала путём распространения всех пределов интегрирования в бесконечность.

Глава II посвящена исследованию влияния параметров моделирования, а в особенности – вида коллективного потенциала, на квазистационарную скорость деления ядер и точность приведённых выше выражений. В этой главе предложена поправка к традиционно используемым классическим формулам (1) и (2). Исследована точность выражений (2) и (3). Показано, что предпочтительно использовать формулу (3).

В разделе 2.1 обсуждается общий недостаток формул Крамерса и Бора-Уилера для скорости деления.

Формула Крамерса для микроканонического ансамбля (который лучше, чем канонический, соответствует делящемуся возбуждённому ядру) выглядит следующим образом:

$$R_S = \left(\sqrt{1 + \frac{\beta^2}{4\omega_{sd}^2}} - \frac{\beta}{2\omega_{sd}} \right) \frac{\omega_{qs}}{2\pi} \exp[S(q_{sd}) - S(q_{qs})]. \quad (4)$$

В этом выражении $S(q_{qs})$ и $S(q_{sd})$ – значения энтропии ядра в квазистационарной и седловой точках соответственно. Энтропия ядра, имеющего внутреннюю энергию возбуждения E^* и деформацию q , вычисляется в рамках модели ферми-газа:

$$S(q) = 2\sqrt{a(q)[E^* - U(q)]}. \quad (4a)$$

Формула Бора – Уилера имеет вид

$$R_{BW} = \frac{1}{2\pi\hbar\rho(E_{tot}, q_{qs})} \int_0^{E_{tot}-B_f} \rho(E_{tot} - B_f - \varepsilon, q_{sd}) d\varepsilon, \quad (5)$$

где

$$\rho(E^*, q) \propto \exp[S(E^*, q)] \quad (5a)$$

плотность энергетических уровней ядра, ε – кинетическая энергия делительной моды.

Общим недостатком этих подходов является то, что при расчёте скорости деления потенциальная энергия принимается во внимание только в окрестностях экстремальных точек, а вид её зависимости от координаты в остальных областях не учитывается.

В разделе 2.2 описана динамическая модель распада метастабильного состояния, с помощью которой мы проводим расчёты для второй главы диссертации. В основу этой модели положено следующее обстоятельство. Процессу распада метастабильного состояния и, в частности, делению ядра можно сопоставить флуктуационный процесс, аналогичный блужданию броуновской частицы под действием случайной силы в потенциальном поле с заданной зависимостью потенциальной энергии от координаты (далее – потенциал). Такой процесс моделируется системой стохастических уравнений Ланжевена. Их численная схема имеет вид

$$\begin{cases} p_{n+1} = p_n + \left(T(q) \frac{\partial S(q)}{\partial q} \right)_n \tau - \left(\frac{\eta}{m} p \right)_n \tau + b_n \sqrt{[\eta T(q)]_n} \tau; \\ q_{n+1} = q_n + \left(\frac{p}{m} \right)_n \tau. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь коллективная координата q представляет собой половину расстояния между центрами масс будущих осколков деления, выраженную в единицах радиуса сферического ядра. Квазистационарному состоянию соответствует сферическая форма ядра ($q_{qs} = 0.375$), седловой конфигурации – $q_{sd} = 0.8$, точке разрыва – $q_{sc} = 1.2$. p – импульс броуновской частицы, τ – временной шаг динамического моделирования, m – инерционный параметр, $T(q)$ – температура ядра, b – распределенная по Гауссу случайная величина, причем $\langle b \rangle = 0$ и $\langle (\Delta b)^2 \rangle = 2$.

В случае большого коэффициента затухания система (6) сводится к одному редуцированному уравнению. С учётом приближений, используемых в нашей модели, его численная схема имеет вид

$$q_{n+1} = q_n + \frac{T(q)}{\eta} \left(\frac{dS(q)}{dq} \right)_n \tau + b_n \sqrt{\frac{T(q)}{\eta}} \tau. \quad (7)$$

Программа, реализующая эту модель, позволяет использовать как полные уравнения (6), так и редуцированное уравнение (7). Кроме этого можно выбрать используемый ансамбль: канонический или микроканонический. В случае канонического ансамбля температура ядра полагается независимой от его деформации и равной температуре в квазистационарном состоянии T_{qs} .

Численные схемы уравнений Ланжевена (6) и (7) принимают вид:

$$\begin{cases} p_{n+1} = p_n - \left(\frac{\partial U(q)}{\partial q} \right)_n \tau - \frac{\eta}{M} p_n \tau + b_n \sqrt{\eta T \tau} \\ q_{n+1} = q_n + \frac{p_n \tau}{M} \end{cases} \quad (6a)$$

$$q_{n+1} = q_n - \frac{1}{\eta} \left(\frac{dU(q)}{dq} \right)_n \tau + b_n \sqrt{\frac{T}{\eta}} \tau \quad (7a)$$

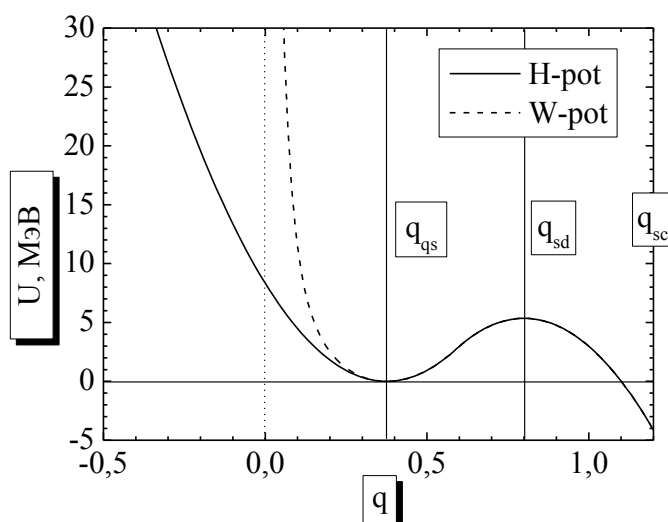


Рис. 1. Используемые потенциалы. Сплошная линия – H-потенциал; штриховая линия – W-потенциал.

Для решения обозначенной задачи мы будем использовать, главным образом, два потенциала (см. рис. 1). Основным элементом этих потенциалов один и тот же – две гладко сшитые параболы, перевёрнутые одна относительно другой. Первый – неограниченный слева двухпараболический потенциал (H-потенциал). Такой потенциал использовался во многих работах. Второй потенциал (который мы будем называть W-потенциалом) отличается от H-потенциала тем, что броуновские частицы в его поле не могут заходить в область отрицательных значений координаты, т.к. при приближении к $q=0$ справа потенциальная энергия экспоненциально возрастает, образуя отражающую «стенку». Такая ситуация имеет место в случае деления ядра, диссоциации молекул и т.д.; W-потенциал можно считать более реалистичным. При использовании H- и W-потенциалов во входных данных программы можно задать значение параметра $\Omega = \frac{C_{qs}}{C_{sd}}$. Жёсткости C_{qs} и C_{sd} парабол, со-

ставляющих потенциал, и координата точки их сшивки вычисляются автоматически, исходя из положений квазистационарной и седловой точек, высоты барьера деления и условий гладкой сшивки парабол.

Раздел 2.3 посвящён тестированию программы, реализующей эту модель. Правильность работы программы проверялась по следующим параметрам. 1) Среднее по времени значение координаты броуновской частицы и его зависимость от энергии возбуждения и используемого потенциала. 2) Выполнение теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы. 3) Совпадение долговременного динамического распределения частиц по координате

с теоретическим равновесным. Программа, успешно прошла указанные тесты, в результате чего мы сделали вывод о возможности её использования.

В разделе 2.4 рассматриваются зависимости скорости деления от временного шага, полученные при различных условиях моделирования. Мы варьировали энергию возбуждения, коэффициент затухания, вид ядерного потенциала, используемую численную схему стохастических уравнений. На основании этих результатов для каждого случая были получены оптимальные значения шага моделирования.

В разделе 2.5 исследована степень влияния каждого из основных параметров моделирования (используемый потенциал, энергия возбуждения, высота барьера деления, коэффициент затухания) на скорость деления ядер и согласие КССД и КСД. Установлено, что формулы Крамерса учитывают не все необходимые параметры моделирования. В случае Н- и W-потенциалов КСД получаются одинаковыми, в то время как КССД существенно различаются. Ситуацию иллюстрирует рис. 2. На нём представлены зависимости скорости деления R_f от времени. Тёмные символы соответствуют Н-потенциалу, а открытые – W-потенциалу. Сплошной линией показана крамерсова скорость деления. Формулы для КСД получены в приближении параболичности потенциала, поэтому КСД хорошо согласуется с КССД при использовании Н-потенциала.

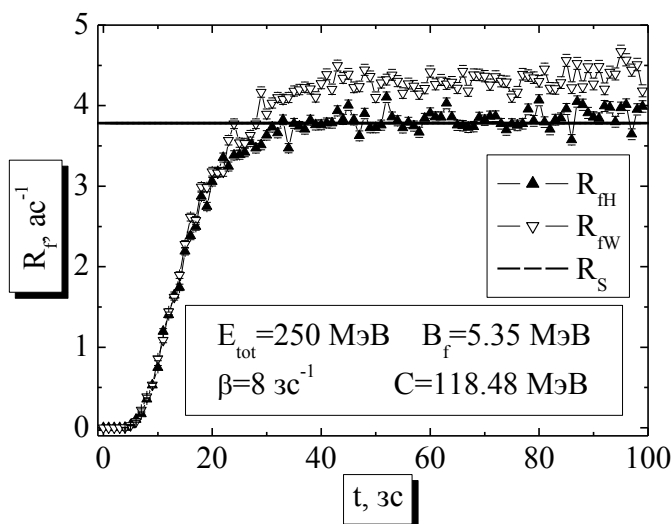


Рис. 2. Типичные зависимости скорости деления ядер от времени, полученные при использовании Н- и W-потенциалов. Здесь и далее $1 \text{ зс} = 10^{-21} \text{ с}$.

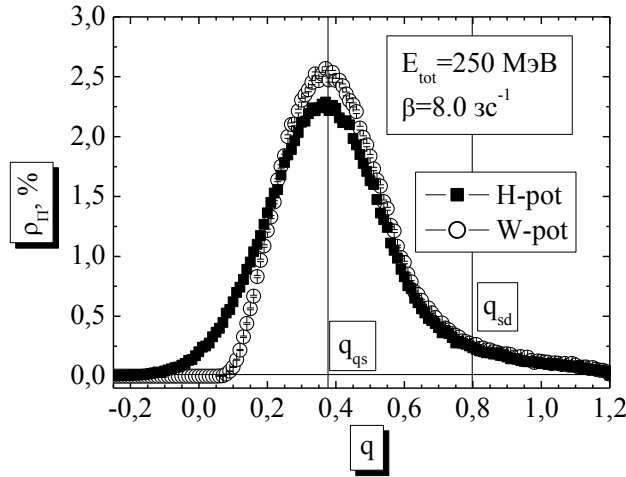


Рис. 3. Долговременные динамические распределения броуновских частиц по координате, полученные при использовании H- и W- потенциалов. Распределения нормированы на единицу.

В разделах 2.6 и 2.7 проведено подробное исследование влияния экспоненциальной стенки W-потенциала в области сплюснутых форм ядра на согласие КССД и КСД. Установлено, что добавление стенки приводит к существенному изменению долговременного динамического распределения частиц по координате (см. рис. 3), в результате чего возрастает скорость деления. Аналитические формулы не учитывают такое изменение формы потенциала, а при этом именно W-потенциал похож на реалистичный потенциал делящегося ядра.

Предложено характеризовать обнаруженный эффект количественно с помощью величины

$$G = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{q_{sd}} \int_0^{E_{tot}-U(q)} \sqrt{2m(E_{tot}-U(q)-E^*)} \rho_L(E^*) dE^* dq, \quad (8)$$

$$\text{где } \rho_L(E^*) \propto \begin{cases} E^{*-2} e^{2\sqrt{aE^*}}, E^* > E_m; \\ \text{const} * e^{E^*/T}, E^* < E_m. \end{cases} \quad (9)$$

Корень, стоящий в формуле (8), представляет собой импульс броуновской частицы при заданных значениях координаты q и внутренней энергии возбуждения E^* . Плотность энергетических состояний ядра ρ_L вычисляется с использованием ферми-газового выражения при высоких E^* и с использованием модели с постоянной температурой при низких. $E_m \approx 3 \text{ MeV}$. Величину G , ввиду её физического смысла, мы будем называть количеством состояний, доступных броуновским частицам в области квазистационарного состояния.

В разделе 2.8 на основании проведённого исследования предложена поправка к формуле Крамерса на непараболичность потенциала:

$$R_{S\text{mod}} = \frac{G_W}{G_H} R_S. \quad (10)$$

Рассчитанная таким образом крамерсова скорость деления очень хорошо согласуется с динамической. Для иллюстрации приведём следующий результат. На рис. 4 показана зависимость относительной разности КССД и КСД от коэффициента затухания, полученная с использованием предложенной поправки.

$$\xi_{\text{mod}} = \frac{R_D - R_{S\text{mod}}}{R_D} \quad (11)$$

Из рис. 4 видно, что с учётом погрешности вычислений $\xi_{\text{mod}} = 0$ для всего приведенного диапазона значений β .

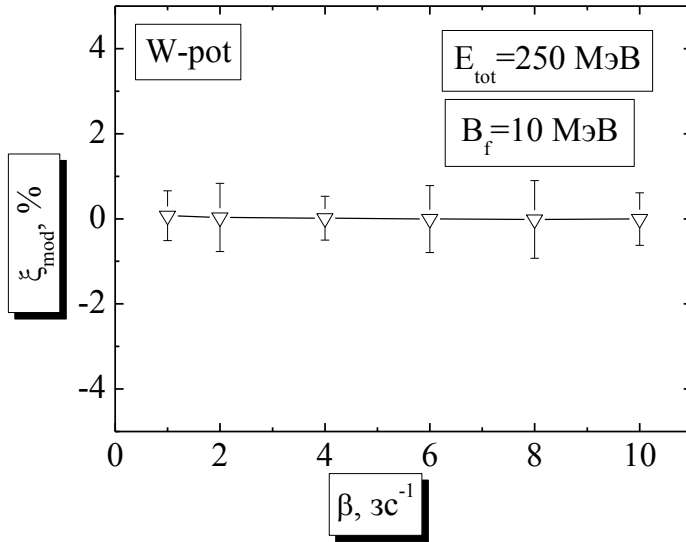


Рис. 4. Зависимость относительной разности КССД и КСД от коэффициента затухания, полученная с использованием поправки (10) к КСД.

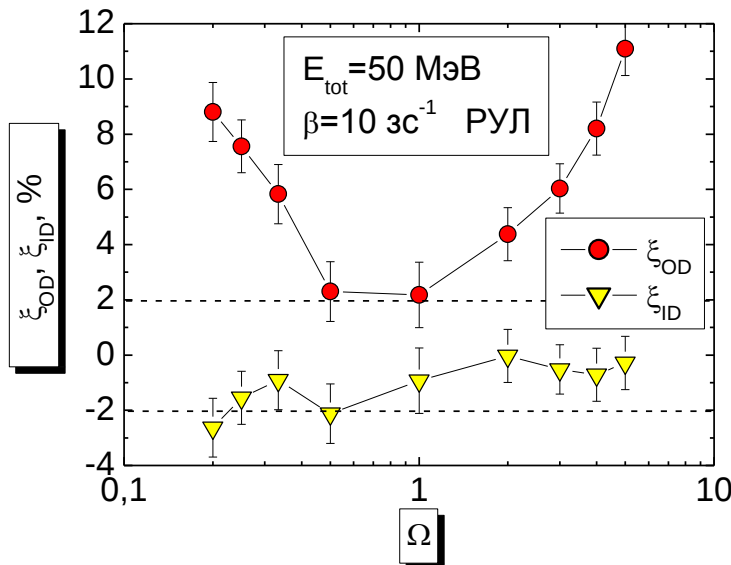


Рис. 5. Зависимости относительных разностей крамерсовых и динамической квазистационарной скоростей деления от отношения жёсткостей парабол, составляющих потенциал.

$$\xi_{ID} = (R_D - R_I) / R_D$$

$$\xi_{OD} = (R_D - R_O) / R_D$$

В разделе 2.9 проводится проверка применимости разработанного подхода к другим потенциалам. Установлено, что для любых двух потенциалов, различающихся только в области сплюснутых форм ядра, выполняется равенство $R_{D1}/R_{D2} = G_2/G_1$.

В разделе 2.10 исследовано влияние отношения жёсткостей парабол, составляющих потенциал, на согласие крамеровской и динамической квазистационарных скоростей деления. Показано, что R_l согласуется с КССД заметно лучше, чем R_0 в широком диапазоне значений параметра Ω . Для иллюстрации приведём рис. 5, на котором представлены относительные разности КССД и крамеровских скоростей деления, вычисленных по формуле (2) (круглые символы) и (3) (треугольные символы).

Глава 3 посвящена исследованию влияния учёта стохастичности угловых моментов, уносимых эмитируемыми частицами, при моделировании деления возбуждённых ядер.

Раздел 3.1 посвящён постановке задачи. В литературе нами не обнаружено данных, подтверждающих или опровергающих необходимость такого учёта. Учёт эмиссии частиц в моделях деления может производиться несколькими способами. В работах [4, 21] полагается, что частицы испускаются непрерывно (частями) на каждом шаге моделирования. Ширины эмиссии рассчитываются с использованием подхода Хаузера–Фешбаха. Очевидно, что приближение непрерывной эмиссии не отражает реальной картины этого процесса. Другой, более реалистичный, способ учёта эмиссии частиц – дискретное испускание.

Эмиссия частиц всегда сопровождается изменением углового момента ядра. В большинстве известных нам программ, реализующих комбинированные модели деления ядер (см., например, [6, 10, 12, 14, 15]), угловые моменты, уносимые частицами, ΔL_ν , фиксированы на протяжении всего процесса моделирования, т.е. используется приближение Вайскопфа–Эвинга. Однако существуют модели [11, 22], в которых учтена стохастичность угловых моментов, уносимых частицами. В КДСМ1 [13] эти моменты задаются пользователем во входных данных программы. Следуя указаниям работы [23], их значения обычно полагают равными $\Delta L_n = \Delta L_p = \Delta L_\gamma = 1$ для нейтронов, протонов и гамма-квантов и $\Delta L_\alpha = \Delta L_d = 2$ для альфа-частиц и дейтронов соответственно. Такой набор значений мы будем называть стандартным. В этой главе мы опишем усовершенствование КДСМ1, которое позволило учесть

случайный характер уносимых частицами моментов. С помощью усовершенствованной программы мы постараемся ответить на вопрос о том, до какой степени правомерно использовать стандартные значения моментов, исследовав вклад учёта стохастичности в результаты расчёта наблюдаемых.

В разделе 3.2 мы исследуем влияние значений угловых моментов, уносимых частицами, на результаты моделирования процесса деления ядер на примере деления ядра ^{205}Pb . Для этого мы варьируем угловой момент, уносимый нейтроном, полагая его равным 0, 1, 2. Установлено, что такое изменение углового момента, уносимого нейтроном, оказывает значительное воздействие на зависимости наблюдаемых величин от начального углового момента ядра. Также в этом разделе на качественном уровне объясняется влияние уносимых моментов на наблюдаемые. В результате анализа зависимостей мы полагаем, что учёт стохастичности этих угловых моментов может заметно повлиять на результаты моделирования.

Раздел 3.3 посвящён описанию метода расчёта распределений испускаемых частиц по уносимому ими угловому моменту, а также исследованию факторов, влияющих на их вид.

Пусть ядро обладает полной энергией возбуждения E_{tot} и угловым моментом L . Ширина канала распада составного ядра, имеющего такие начальные характеристики, посредством эмиссии частицы типа ν , уносящей момент $\Delta L_\nu = L - L_{RN}$, вычисляется в соответствии с подходом Хаузера – Фешбаха [24]:

$$\Gamma_{E_{tot}}^L(L_{RN}) \propto \frac{2L_{RN} + 1}{2\pi\rho(E_{tot}, L)} \int_0^{E_{tot} - B_\nu} \rho_{RN}(E_{tot} - B_\nu - \varepsilon_\nu, L_{RN}) \sum_{S_\nu = |L_{RN} - I_\nu|}^{L_{RN} + I_\nu} \sum_{l_\nu = |L - S_\nu|}^{L + S_\nu} T_{l_\nu} d\varepsilon_\nu. \quad (12)$$

В этом выражении $\rho(E, L)$ – плотность энергетических уровней ядра с полной энергией возбуждения E и угловым моментом L , B_ν – энергия связи частицы типа ν в ядре ($\nu = n, p, \alpha, d$), ε_ν – кинетическая энергия испущенной частицы, I_ν – спин испущенной частицы, L_{RN} – угловой момент остаточного ядра, l_ν – орбитальный момент испущенной частицы относительно центра масс системы «частица – остаточное ядро», S_ν – спин канала, T_{l_ν} – коэффициенты прохождения.

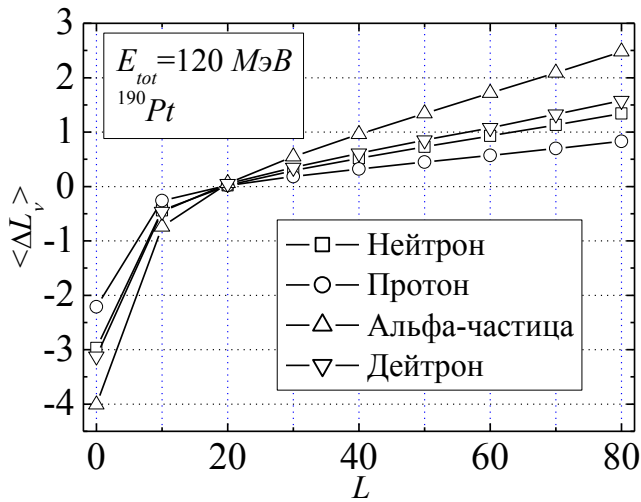


Рис. 6. Зависимости среднего момента, уносимого частицами от начального углового момента составного ядра.

Рассчитав распределения испускаемых частиц по уносимым ими угловым моментам, мы получили зависимости $\langle \Delta L_\nu \rangle$ от углового момента ядра, эмитирующего частицу. Из рис. 6 видно, что средний момент, уносимый протоном, достигнет 1 при $L=90$; средний момент, уносимый дейтроном, достигнет 2 при $L=100$; средний момент, уносимый альфа-частицей, достигает 2 при $L=67$. Расчёт распределений и метод Монте–Карло были добавлены в программу, реализующую КДСМ1. Это позволило учесть стохастичность значений ΔL_ν .

В разделе 3.4 исследуется влияние средних значений и дисперсий используемого распределения на основные наблюдаемые. Установлено, что среднее значение момента, уносимого частицами, заметно влияет на значения наблюдаемых, а дисперсия распределений играет незначительную роль.

В разделе 3.5 представлено сравнение результатов расчётов с использованием распределения частиц по уносимым моментам с результатами, полученными при использовании стандартных значений. Внесённые в КДСМ1 изменения дали нам возможность оценить влияние учёта стохастичности углового момента, уносимого частицами, на результаты моделирования. Расчёты проведены для ядра ^{190}Pt с начальной полной энергией возбуждения 150 МэВ. Их результаты приведены на рис. 7. Кривая с закрытыми символами располагается в соответствии со средними значениями углового момента, уносимого нейтроном, при каждом значении начального углового момента ядра.

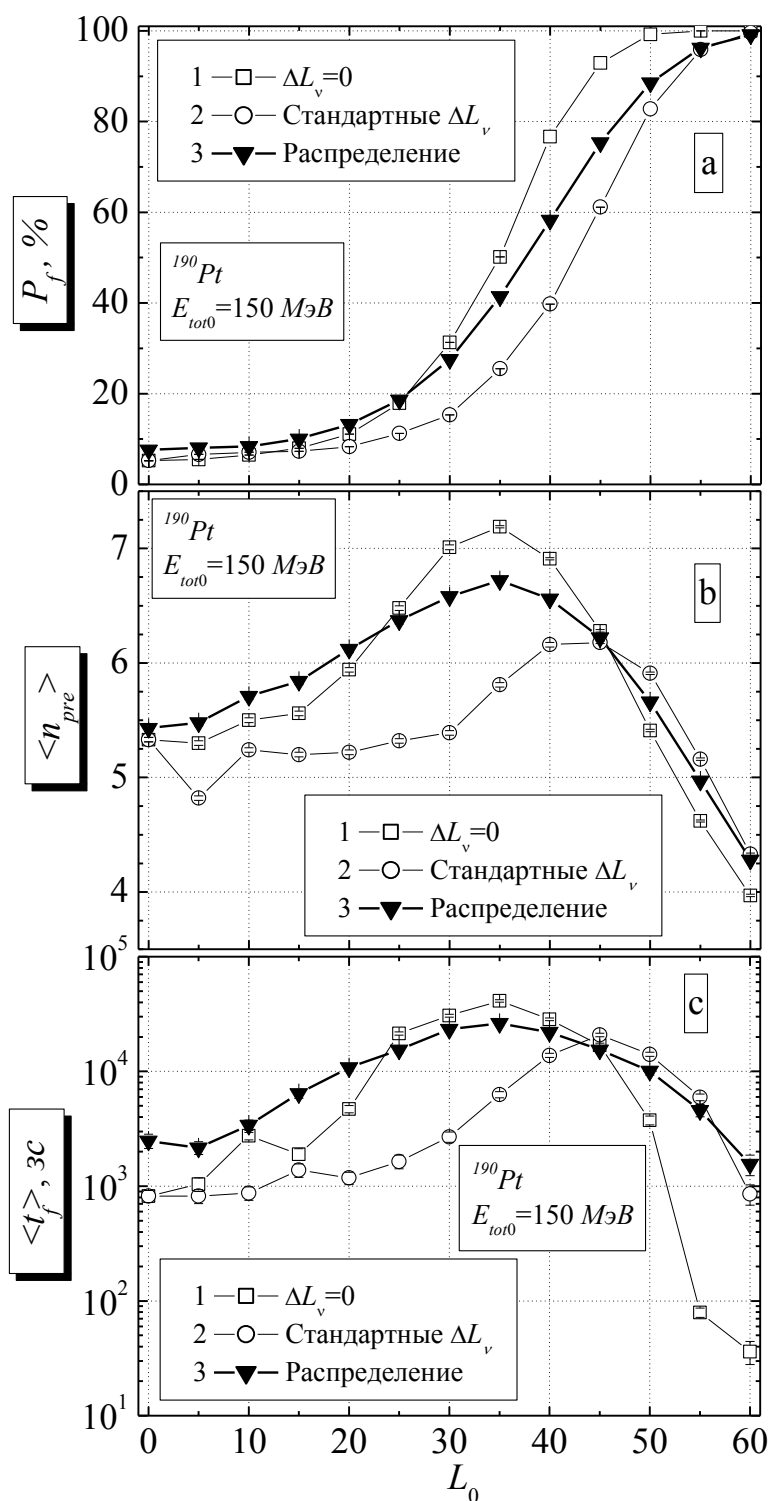


Рис. 7. Зависимости вероятности деления ядер, СМПН и СВД от начального углового момента. Квадратные символы соответствуют $\Delta L_v = 0$, круглые — стандартному набору уносимых угловых моментов, треугольные — расчёту с распределением нейтронов по уносимым ими угловым моментам.

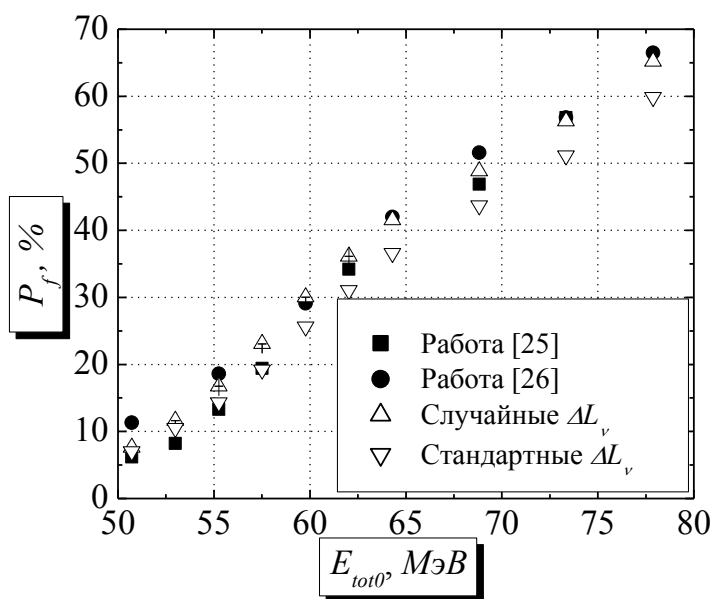


Рис. 8. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными для вероятности деления ядер.

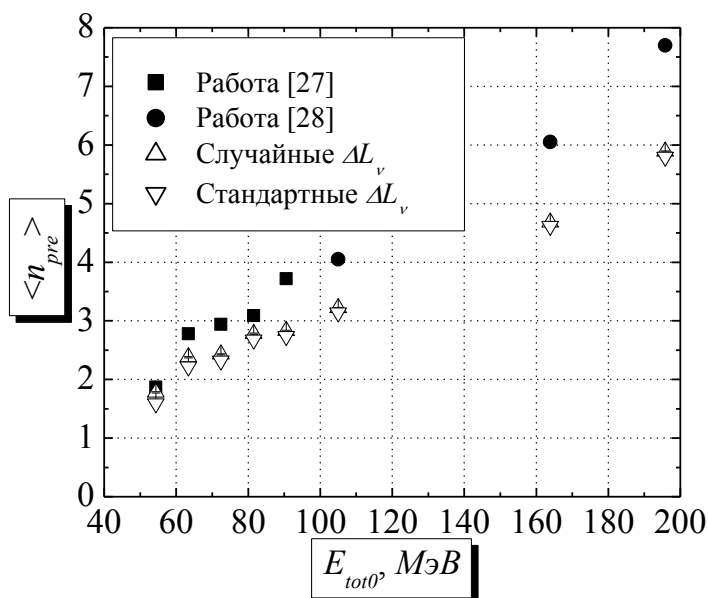


Рис. 9. Сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными для средней множественности предразрывных нейтронов.

В разделе 3.6 проводится сравнение результатов моделирования с учётом внесённых изменений с данными экспериментов по делению ядра, образованного в реакции $^{19}_9\text{F} + ^{181}_{73}\text{Ta} \rightarrow ^{200}_{82}\text{Pb}$. При моделировании можно использовать различные наборы параметров. Мы выбрали параметр плотности уровней Тёке – Святецкого. При вычислении фрикционного параметра использовалась модель однотельной диссипации. Экспериментальные данные (тёмные точки) и результаты расчётов с учётом стохастичности (открытые треугольники) показаны на рис. 8 и 9.

Из рис. 8 видно, что вероятность деления удалось воспроизвести с хорошей точностью. Рис. 9 свидетельствует о том, что при относительно небольших E_{tot0} СМПН воспроизводится неплохо, но с увеличением энергии согласие с экспериментом ухудшается: множественность нейтронов оказывается недооцененной. Характер теоретической и экспериментальной зависимостей похож. Добавление распределения частиц по уносимым ими угловым моментам несколько улучшило согласие результатов моделирования с экспериментальными данными. Однако, с учётом увеличения при этом в два раза времени моделирования, оптимальным можно считать использование стандартных фиксированных значений уносимых моментов.

В заключении сформулированы основные результаты работы. В диссертации впервые проведено систематическое исследование влияния формы потенциала на скорость деления ядер и на точность аналитических выражений, применяемых для её расчёта в статистических ветвях комбинированных моделей. Также в ходе работы в комбинированную динамическо-статистическую модель деления ядер добавлена процедура рандомизации углового момента, уносимого испаряемыми частицами. Это позволило проанализировать влияние стохастичности внесённых на значения основных наблюдаемых величин и на их согласие с экспериментальными данными. Основные результаты проведённых исследований таковы:

1. Установлено, что на динамическую квазистационарную скорость деления заметно влияет вид потенциала ядра в области сплюснутых форм. Это приводит к большим погрешностям значений скорости деления, получаемым с использованием формул Крамерса, в которых форма зависимости потенциальной энергии от координаты принимается во внимание только вблизи экстремальных точек. Предложена поправка к классическим формулам Крамерса, учитывающая фазовый объём, доступный частицам в области квазистационарного состояния. Она автоматически корректирует крамерсову скорость деления при отклонении формы потенциала в области сплюснутых форм ядра от параболической.
2. Исследована зависимость согласия динамической квазистационарной и крамерсовой скоростей деления от отношения жёсткостей потенциала вблизи квазистационарного и седлового состояний. На основании проведённого анализа рекомендуется при использовании канонического ансамбля применять интегральную формулу Крамерса вместо стандартных

приближённых соотношений. Это позволит избежать появления неконтролируемых погрешностей скорости деления.

3. Рассчитаны распределения лёгких частиц, эмитируемых возбуждённым ядром, по уносимым ими угловым моментам; выявлены факторы, оказывающие влияние на параметры этих распределений; установлено, что среднее значение момента, уносимого каждым видом частиц, заметно повышается с увеличением начального углового момента ядра при фиксированной энергии возбуждения, повышение энергии возбуждения приводит к увеличению дисперсии распределений.
4. Выполнен всесторонний анализ влияния учёта стохастичности угловых моментов, уносимых лёгкими частицами, на результаты расчёта различных наблюдаемых, относящихся к реакции вынужденного деления. Установлено, что такой учёт заметно влияет на зависимости наблюдаемых от начального углового момента ядра. При этом такое усовершенствование модели не привело к существенному улучшению согласия результатов моделирования с экспериментальными данными. Это позволяет сделать вывод о том, что при проведении моделирования вполне допустимо экономить компьютерное время на расчёте распределений эмитируемых частиц по уносимым ими угловым моментам.

Публикации

Работы, опубликованные в изданиях, рекомендованных перечнем ВАК

1. Гончар И.И., Пономаренко Н.А., Литневский А.Л., «Влияние начальной энергии возбуждения на средние времена деления атомных ядер» // Ядерная физика 71 (2008) 1171
2. I.I. Gontchar, M.V. Chushnyakova, N.E. Aktaev, A.L. Litnevsky and E.G. Pavlova, «Disentangling effects of potential shape in the fission rate of heated nuclei» // Phys. Rev. C82 (2010) 064606

Другие публикации

1. Литневский А.Л. «Расчёт распределения испускаемых из ядра частиц по уносимым ими угловым моментам» // Межвузовский сборник трудов молодых ученых, аспирантов и студентов, вып. 4 ч. 1, Омск – СибАДИ (2007) с. 197

2. Литневский А.Л., «Влияние учёта стохастичности углового момента, уносимого лёгкими частицами, на результаты динамического моделирования процесса деления возбуждённых атомных ядер» // CD сборник тезисов докладов всероссийской конференции «Под знаком Сигма», Омск – 2007, УФ-7

3. Litnevsky A.L., Gontchar I.I., «Randomizing the angular momentum removed by the light particles: the effect on the results of nuclear fission modeling» // Сборник тезисов 6-ой международной конференции «Ядерная и радиационная физика», Алматы, Казахстан, (2007) с. 61

4. Литневский А.Л., Гончар И.И., «Влияние учёта стохастичности углового момента, уносимого лёгкими частицами, на результаты моделирования деления ядер» // Материалы 6-ой Международной конференции «Ядерная и радиационная физика», в 3 томах. (2008) Т. 1, с. 139

5. Gontchar I.I., Ponomareko N.A., Litnevsky A.L., «A systematic theoretical study of the average fission lifetime as a function of the initial nucleus excitation energy» // CD of abstracts INPC-2007, QT-168

6. Gontchar I.I., Ponomarenko N.A., Litnevsky A.L., «A nontrivial impact of the initial nucleus excitation energy on the fission lifetime» // LVII international conference on nuclear physics Nucleus–2007, Book of abstracts, p. 47

7. A.L. Litnevsky, I.I. Gontchar «The influence of the collective potential form on the quasistationary fission rate of highly excited nuclei» Book of abstracts of LX International conference on nuclear physics «Nucleus–2010», p. 340

8. I.I. Gontchar, A.L. Litnevsky, «Numerical analysis of the Kramers formula for fission rate of excited nuclei: two-parabolas potential case» Book of abstracts of LX International conference on nuclear physics «Nucleus–2010», p. 339

9. I.I. Gontchar, E.G. Pavlova, A.L. Litnevsky, N.E. Aktaev, «How much accurate is description of nuclear fission rate by means of Kramers formula?» // The 3-rd international conference Current problems in nuclear physics and atomic energy. Kyiv 2010. Books of abstracts, p. 22

10. I.I. Gontchar, E.G. Pavlova, A.L. Litnevsky, N.E. Aktaev, «How much accurate is description of nuclear fission rate by means of Kramers' formula?» // The 3-rd international conference Current problems in nuclear physics and atomic energy. Kyiv 2010. Proceedings (<http://www.kinr.kiev.ua/NPAE-Kyiv2010/html/Proceedings.html>), p. 46

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hahn O., Strassmann F. // *Naturwissenschaften*, 27 (1939) 11
2. Bohr N., Wheeler J.A. // *Phys. Rev.*, 56 (1939) 426
3. Mavlitov N.D., Fröbrich P., Gontchar I.I. // *Zeitschrift für Physik A* 342 (1992) 195
4. Wada T., Abe Y. // *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993) 3538
5. Gontchar I., Litnevsky L.A., Fröbrich P., // *Comp. Phys. Com.*, 107 (1997) 223
6. Donadille L., et. al. // *Nucl. Phys. A* 656 (1999) 259
7. Pomorski K., et. al. // *Nucl. Phys. A* 679 (2000) 25
8. Chaudhuri G. and Pal S. // *Phys. Rev. C* 65 (2002) 054612
9. Karpov A.V. et. al. // *J. Phys. G* 29 (2003) 2365
10. Ryabov E.G., Karpov A.V., Adeev G.D. // *Nucl. Phys. A* 765 (2006) 39
11. Èslamizadeh M.H. et. al. // *Moscow University Physics Bulletin* 63 (2008) 24
12. Ryabov E.G. et. al. // *Phys. Rev. C* 78 (2008) 044614
13. Гончар И.И. и др. // *Ядерная физика* 67 (2004) 2101
14. Гончар И.И. и др. // *Ядерная физика* 63 (2000) 1778
15. Адеев Г.Д. и др. // *ЭЧАЯ*, 36 (2005) 731
16. Косенко Г.И., Коляри И.Г., Адеев Г.Д. // *Ядерная физика* 60 (1997) 404
17. Kramers H.A. // *Physica* 7 (1940) 284
18. Gontchar I.I., Fröbrich P., Pischasov N.I. // *Phys. Rev. C* 47 (1993) 2228
19. Fröbrich P. and Ecker A. // *Euro. Phys. Jour.* 3 (1998) 245
20. Jing-Dong Bao and Ying Jia // *Phys. Rev. C* 69 (2004) 027602
21. Tillack G.-R. et. al. // *Phys. Lett. B* 296 (1992) 296
22. Ерёменко Д.О. и др. // *Ядерная физика* 72 (2009) 1707
23. Hinde D.J. et al. // *Nucl. Phys. A* 382 (1982) 128
24. Fröbrich P. and Lipperheide R., «Lectures on the Theory of Nuclear Reactions» // Oxford University Press (1995)
25. Charity R.J. et al. // *Nucl. Phys. A* 457 (1986) 441
26. Andersen J.U. et al. // *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 40 (1980) 1
27. Newton J.O. et al. // *Nucl. Phys. A* 483 (1988) 126
28. Hinde D.J. et al. // *Phys. Rev. C* 39 (1989) 2268