ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

4-2002-68

На правах рукописи
УДК 539.1.01
539.196.3
539.128.417

ПЕНЬКОВ
Федор Михайлович

ЭФФЕКТИВНОЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЕ В СИСТЕМАХ МАЛОГО ЧИСЛА ТЕЛ

Специальность: 01.04.02 — теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2002

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

Официальные оппоненты:
Доктор физико-математических наук, профессор Л.Д.Блохинцев
Доктор физико-математических наук, профессор С.И.Виницкий
Доктор физико-математических наук, профессор С.Л.Яковлев

Ведущая организация:
Отделение теоретической физики им. И.Е.Тамма Физического института им. П.Н.Лебедева Российской академии наук,г. Москва

Защита диссертации состоится "_____" _____2002 г. на заседании Специализированного совета Д 720.01.01 при Лаборатории теоретической физики Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "_____" _____2002 г.

Учёный секретарь совета,
доктор физико-математических наук С.В.Голоскоков

Актуальность проблемы. К настоящему времени достигнуты значительные успехи в описании "классических" трехчастичных систем ядерной, атомной, молекулярной и мезомолекулярной физики. Развитые при этом методы позволили не только провести уникальные по точности расчеты, но и указать ряд новых, не присущих задаче двух тел, эффектов. Наиболее яркие из них – эффекты Томаса (коллапс трехчастичной системы при стремлении радиуса парных сил r_0 к нулю) и Ефимова (логарифмическое сгущение спектра трехчастичной системы при стремлении парных длин рассеяния a_0 к бесконечности) объясняются появлением автомодельного, то есть не зависящего от деталей парных сил, эффективного взаимодействия в пределе $r_0/|a_0| \to 0$. Разумеется, предельные условия для парных взаимодействий не выполняются для реальных физических систем. Однако условие $r_0/|a_0| \ll 1$, при котором автомодельные слагаемые эффективного взаимодействия действуют в большой области расстояний или импульсов и определяют поведение трехчастичных систем, слабо зависящее от деталей парных взаимодействий, может быть применимо к реальным физическим объектам. Так, начиная с работ Ефимова, показано, что корреляции между энергиями связи трехнуклонных систем и длинами рассеяния нуклонов на дейтроне (линия Филлипса) определяются автомодельной составляющей эффективного взаимодействия. Более того, Ефимовым же указано на осциллирующее поведение длины трехчастичного рассеяния и сечения на пороге развала в зависимости от величины парной длины рассеяния. Эти утверждения, важные для понимания бозе-конденсации, подтверждены в недавних работах и воспроизведены численно в рамках эффективной теории поля. Отметим настойчивые попытки искать проявления эффекта Ефимова в нейтронно избыточных ядрах. Однако наиболее яркое проявление эффекта Ефимова демонстрирует система трех атомов гелия, в которой второй расчетный уровень исчезает при увеличении глубины парного взаимодействия.

Возникает законный вопрос, насколько перечисленные физические системы исчерпывают возможность практически безмодельного описания. Или, точнее, в каких физических системах и процессах можно наблюдать проявления эффекта Ефимова. Для этого подробнее рассмотрим методическую сторону объяснения эффекта. В работах Ефимова использовался гиперугловой базис с адиабатической гиперрадиальной переменной. Поэтому уравнение Шредингера преобразовывалось в бесконечную систему дифференциальных уравнений. Эти уравнения содержат слагае-

мые (термы) с законом убывания s^2/R^2 при $r_0 \ll R \ll a_0$. Нижний терм имеет s^2 меньше нуля. То есть, в приближении одного уравнения и в указанной области, возникает возникает дальнодействующее слагаемое, которое не зависит от деталей парного взаимодействия (автомодельность) и которое в пределе бесконечных длин рассеяния порождает спектр, логарифмически сгущающийся к нулю. Достоинством такого подхода является простота физической интерпретации появления дальнодействующих слагаемых. А очевидным недостатком – сложность аккуратной постановки задачи для численных решений. Необходимы дополнительные исследования, подтверждающие возможность использования ограниченной системы уравнений. Другой подход использован в работе Яфаева, который исследовал спектр трехчастичного гамильтониана в предельном случае стремления виртуальных уровней парных подсистем к нулю ($a_0 \to -\infty$). Исследование проводилось путем построения интегральных уравнений, которые в указанном пределе имеют вид уравнений Скорнякова–Тер-Мартиросяна. Отметим, что в этом случае ядра интегральных уравнений становятся автомодельными и из них можно выделить эффективное взаимодействие типа k^{-1} (k – импульс относительного движения частицы и пары). Три тождественные частицы описываются одним уравнением, две – двумя и, наконец, три нетождественные частицы описываются системой трех (сводящейся к двум с более сложными ядрами) уравнений. Такой подход используется в настоящей диссертации при конечной области автомодельности $k_{\min} \ll k \ll k_{\max}$ ядер интегральных уравнений, аналогичной области условий эффекта Ефимова в конфигурационном пространстве. Именно такой подход позволяет увидеть возможность существования условий Ефимова для одного уравнения из системы. Например, для амплитуд возбуждения или перестройки. В этом случае амплитуда упругого канала имеет серию сгущающихся к порогу резонансов, отвечая простой физической картине связанных, за счет дальнодействующих компонент взаимодействия, состояний налетающей частицы и возбужденного комплекса. Такой подход позволяет аналитически получить волновую функцию трехчастичной системы при неограниченной области автомодельности, что в свою очередь позволяет получить выражение для ширин резонансов. Такой подход позволяет найти предельные, по массам частиц, выражения для эффективного взаимодействия и спектра трехчастичной системы. Именно такой подход позволяет сравнить численные решения в области параметров системы (отношение масс), допускающих численные расчеты, с ана-

литическими выражениями и продлить последние в область параметров, где вычисления затруднены. Отметим, что аналитические выражения для эффективных потенциалов показывают наличие не только ефимовского дальнодействия, но и дальнодействия квазикулоновского типа. Последнее не является автомодельным. Оно зависит от парной длины рассеяния, но именно эта часть взаимодействия определяет асимптотический спектр реальных систем типа "два нейтральных атома + электрон", для которых константа связи эффективного взаимодействия настолько велика, что может приводить к значительным эффектам даже при относительно небольших длинах рассеяния. Реальным прототипом такой системы могут служить отрицательные молекулярные ионы – два нейтральных атома и электрон. При этом, наиболее вероятные физические претенденты на эффект Ефимова могут обладать резонансным спектром. Таким образом удается показать, что эффект Ефимова может быть расширен на физические системы, обладающие либо близкими к трехчастичному порогу парными возбуждениями или перестройкой, либо содержащие легкую частицу даже при малой области действия эффекта Ефимова.

Другой стороной стороной развития точных методов, уравнений Фаддеева в различных формах, является возможность проверки ранее сделанных утверждений. Так автором совместно с Д.А.Киржницем было замечено, что известный Ван-дер-Ваальсов потенциал, вообще говоря, справедлив только в далекой асимптотической области, сменяясь на меньших расстояниях другим степенным взаимодействием. Наиболее ярко этот эффект проявляется при взаимодействии заряженной частицы и комплекса, где известный притягивающий потенциал с законом убывания $\sim 1/r^4$ меняется на потенциал типа $\sim 1/r^2$. Рассмотрение проводилось в рамках теории возмущений. Поэтому необходимо было построение и исследование эффективного поляризационного квазидвухчастичного потенциала на основании уравнений Фаддеева. Аккуратно построенный потенциал должен учитывать и возможность возбуждения подсистемы. При наличии дальнодействующего слагаемого эффективного потенциала возможны связанные состояния системы "возбужденный комплекс + падающая частица", которые будут являться метастабильным, то есть относиться к непрерывному спектру, и будут проявляться как резонанс в упругом рассеянии перед порогом возбуждения. Примером такого состояния являются базевские резонансы. Таким образом, эффективный потенциал в системе заряженных частиц должен порождать бесконечную серию (водородопо-

добный спектр) предпороговых резонансов.

Отметим еще один интересный класс трехчастичных задач – взаимодействие связанной пары с отталкивающим барьером. Исследование взаимодействия слабосвязанной пары частиц со "стенкой" удобно проводить заменяя ее барьером конечной величины. Оказывается, и в этом случае, возникает автомодельная компонента ядра интегрального уравнения, но последующий анализ затруднен из-за проблем предельного перехода. Это утверждение относится к авторскому не опубликованному результату. Однако причины, вызывающие указанные трудности анализа, представляют собой красивый эффект резонансного похождения пары через отталкивающие барьеры. На этот эффект было указано ранее в работе Саито и Каянамы. В настоящей диссертации он является предметом численного (двумерная задача рассеяния с возбуждением) и аналитического (положения резонансов) исследования из-за актуальности расчетов прохождения осциллятора через барьер в рамках модели индуцированного распада вакуума (см. цитирование в тексте диссертации).

Рассмотренные выше эффекты удобно (хотя и не обязательно) классифицировать как проявление дальнодействующих слагаемых эффективного взаимодействия. Что и определяет собирательное, для этих эффектов, название настоящей диссертационной работы.

Цель работы состояла в исследовании трехчастичных эффектов в различных квантовомеханических системах и применении методов задачи трех тел для коррекции результатов двухчастичных подходов в системах малого числа тел.

Научная новизна работы и значимость ее результатов.

Научную новизну и практическую значимость диссертационной работы удобно отобразить следующей таблицей.

Научная новизна	**Практическая значимость**
1. Обнаружен неадиабатический эффект в поляризационных потенциалах, показано, что стандартный вид потенциалов Ван-дер-Ваальса справедлив лишь асимптотически.	Найдены поляризационные сдвиги уровней мезоатомов с $Z \sim 10 - 50$.
2. Построен поляризационный потенциал вне рамок теории возмущений, включающий возможность резонансных состояний системы.	Вычислены ширины резонансов упругого рассеяния μ-мезонов на ядрах и показана их связь с мультипольными характеристиками ядерных переходов.
3. Получен автомодельный потенциал в координатах Якоби, порождающий эффекты Ефимова и Томаса. **4.** Получены эффективные потенциалы в системе "две тяжелых + одна легкая частицы" с короткодействующими парными потенциалами исходя из интегральных уравнений Фаддеева, исследован квазиклассический предел спектра этой системы, указано на существование квазикулоновской компоненты эффективного потенциала.	Предсказаны новые состояния для отрицательных двухатомных ионов щелочных металлов и гелия, свойства которых определяет эффективное взаимодействие, порождающее связанное состояние на расстояниях $10 \div 15$ Å.
5. Получены эффективные потенциалы в системе "три тяжелых + одна легкая частицы" с короткодействующими парными потенциалами, указаны области возникновения дальнодействующих компонент эффективного потенциала.	Предсказаны новые состояния отрицательных трехатомных ионов щелочных металлов, свойства которых определяет эффективное взаимодействие, порождающее связанное состояние на расстояниях $20 \div 30$ Å.

Научная новизна	Практическая значимость
6. Распространен эффект Ефимова на резонансные состояния трехчастичной системы перед порогами возбуждения и перестройки парных подсистем.	Расширен класс физических систем, поведение которых определяется безмодельным дальнодействием.
7. Найден аналитический вид волновой функции системы трех частиц в пределе нулевых радиусов действия парных сил и нулевой энергии связи в подсистемах.	Указано, что возможные резонансные состояния отрицательных двухатомных ионов, порождаемые эффективным взаимодействием, имеют большое время жизни и могут рассматриваться как связанные состояния.
8. Обнаружен эффект экспоненциально-осциллирующей зависимости ширин трехчастичных резонансов от массы частиц.	
9. Исследован эффект резонансной прозрачности одномерных барьеров для связанной пары частиц вне рамок приближений.	Указано на существенное увеличение (порядки величин) вероятности распада ложного вакуума при аккуратном решении задачи прохождения связанной пары через одномерные барьеры.

Результаты исследований поляризационных взаимодействий могут быть использованы для планирования экспериментов в ядерной, атомной, мезоатомной физике. Исследование трехчастичных эффектов в системах "несколько атомов + электрон" могут быть использованы в молекулярной физике и химии. Эффекты резонансной прозрачности барьеров необходимо учитывать в физике твердого тела и в феноменологических моделях индуцированного распада вакуума.

Апробация. Материалы диссертации докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, Общемосковских семинарах по теоретической физике (под руководством В.Л.Гинзбурга) в ФИАН, на семинарах Теоретического отдела им. И.Е.Тамма ФИАН, на семинарах Лаборатории теоретической ядерной физики ИЯФ НЯЦ Республики Ка-

захстан, доложены на Сессии Академии наук, и были представлены на конференциях:

Совещание *Ядерно-физические исследования, планируемые на УКП-2-1*, Алма-Ата, 28-30 сентября, 1989;

Всесоюзная школа по малочастичным системам (Янгиабад, сентябрь 1989);

Int. Con. *Few-Body XII*, Vancouver,BC Canada, July 2-8, 1989;

Int. Workshop *On few-body problems in low energy physics*, Alma-Ata, Republic of Kazakhstan, September 22-25, 1992;

Int. Workshop *Mezon-Barion interaction and few-body systems*, Dubna, April 28-30, 1994;

Int. Con. *Few-Body XIV*, Williamsburg, Virginia, USA, May 26-31, 1994;

Int. Con. *On Symmetry Methods in Physics, 8*, Dubna July 28-August 2, 1997;

Int. Workshop *Few-Body Problems in Nuclear Physics and Related Fields*, ECT, September 8 - 27, 1997 (Trento, Italy);

Int. Con. *Few-Body XV*, Groningen, Netherlands, July 22-26, 1997;

Int. Con. *Modern Trends in Computational Physics*, Dubna, June 15 - 20 1998.

Объем и структура работы. Диссертация изложена на 232 страницах, включая 22 рисунка и 9 таблиц, и состоит из Введения, четырех глав, приложения и списка литературы из 239 нименований.

Основное содержание работы.

Во **Введении** показана актуальность проблемы, сформулирована цель и основные результаты диссертационной работы.

Первая глава посвящена построению эффективного взаимодействия в системах нескольких частиц. Сначала, в разделе 1.2, в рамках теории возмущений, строится поляризационный потенциал взаимодействия между комплексами, содержащими заряженные частицы. Этот потенциал, в отличие от стандартного потенциала Ван-дер-Ваальса, учитывает относительное движение комплексов. Напомним, что потенциал Ван-дер-Ваальса является поправкой к энергии комплекса во внешнем поле неподвижной частицы. Именно поэтому он выражается через статическую поляризуемость $\alpha(0)$. В частности, в случае взаимодействия заряженной частицы с комплексом, поляризационный потенциал Ван-дер-Ваальса имеет вид:

$$V(\rho) = -e^2\alpha(0)/2\rho^4, \tag{1}$$

где ρ – относительное расстояние между центром инерции комплекса и частицы, а e – ее заряд. При учете же относительного движения частицы и комплекса поляризационный потенциал выражается через обощенную поляризуемость $A(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{q}, \omega)$ соотношением

$$V^{(2)} = -\frac{16\pi e^2}{(2\pi)^6} \int\limits_0^\infty d\omega \int \frac{d^3k d^3q}{k^2 q^2} \mathrm{Im} A(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{q}, \omega) \frac{\exp\left(i\boldsymbol{\rho}(\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q})\right)}{\omega + (q^2 + 2\boldsymbol{pq})/2\mu}, \qquad (2)$$

содержащем импульс налетающей частицы $\boldsymbol{p}$. В длинноволновом пределе $\boldsymbol{k},\ \boldsymbol{q} \to 0$ величина $A(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{q}, \omega)$ переходит в обычную поляризуемость $\alpha(\omega)$ – функцию отклика "дипольный момент $\mathbf{d}$ на однородное внешнее электрическое поле": $A_n(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{q}, \omega) \to -(\boldsymbol{kq})\alpha_n(\omega)$. В этом пределе из выражения (2) получается потенциал

$$V^{(2)} = -\frac{4e^2}{(2\pi)^3} \nabla(\frac{1}{\rho}) \nabla \int\limits_0^\infty d\omega \mathrm{Im}\alpha(\omega) \int \frac{d^3q}{q^2} \frac{\exp\left(i\boldsymbol{\rho q}\right)}{\omega + (q^2 + 2\boldsymbol{pq})/2\mu}, \qquad (3)$$

который переходит в потенциал (1) с учетом известного соотношения

$$\frac{2}{\pi} \int\limits_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \mathrm{Im}\alpha(\omega) = \alpha(0)$$

только в пренебрежении относительным движением $(q^2 + 2\boldsymbol{pq})/2\mu$. Как правило, это слагаемое мало для медленных частиц, масса которых сравнима с массой частиц в комплексе, что объясняет справедливость ван-дер-ваальсова потенциала в атомной физике. Однако если относительным движением пренебречь нельзя, то нужно пользоваться полным видом взаимодействия (3). В частности, для взаимодействия легкой частицы и комплекса, составленного из тяжелых частиц с массой m и характерным размером R, в области $R \ll \rho \ll \sqrt{m/\mu} R$ действует S-волновый эффективный потенциал, имеющий вид:

$$V^{(2)}(\rho) = -\mu e^2 \frac{\langle d^2 \rangle}{3\rho^2} O, \qquad O = \frac{\sin(p\rho)}{p\rho} \exp(-i\boldsymbol{p\rho}). \qquad (4)$$

Здесь O – просто проектор на S-волновое движение частицы относительно комплекса, а средний квадрат дипольного момента комплекса появился благодаря известному интегральному моменту

$$\frac{1}{\pi} \int\limits_0^\infty d\omega \mathrm{Im}\alpha(\omega) = \frac{\langle d^2 \rangle}{3}.$$

Таким образом, известный потенциал Ван-дер-Ваальса справедлив, вообще говоря, только в далекой асимптотической области и может сменяться на меньших расстояниях взаимодействием с другим законом убывания.

Далее показывается, что закон убывания эффективного взаимодействия типа $1/\rho^2$ остается справедливым и в случае большой поляризуемости комплекса ($2\mu e(\langle d^2\rangle)^{1/2} \geq 1$). Это может привести к появлению серии связанных состояний, типичных для притяжения в потенциале $-\frac{\gamma^2+1/4}{2\mu\rho^2}$, с логарифмическим законом подобия

$$\frac{E_n}{E_{n+1}} = \exp\left(\frac{2\pi}{\gamma}\right). \tag{5}$$

Вид потенциала (4) меняется в случае заряженного комплекса:

$$V^{(2)} = \frac{\langle \boldsymbol{d}^2\rangle}{3Z^2\rho^2}\frac{\partial}{\partial\rho}. \tag{6}$$

С учетом равенства $\partial\psi/\partial\rho = -\psi/a_0$ при $\rho \ll a_0$ это выражение переходит в (4).

Рассмотренный в разделе 1.2 поляризационный потенциал двух комплексов тоже может менять традиционный вид $(1/\rho^6)$ на притяжение с меньшим законом убывания $(1/\rho^4)$ в области $R_1+R_2 \ll \rho \ll [\mu(\varepsilon_1+\varepsilon_2)]^{-1/2}$. Пример выполнения этого условия может быть пока гипотетичен и далее в диссертации взаимодействие двух комплексов не обсуждается.

В качестве приложений в этом же разделе рассмотрены поправки к фазам упругого рассеяния и энергиям связи за счет поляризуемости комплекса как в случае слабого кулоновского взаимодействия (боровский радиус системы много больше области аномального поведения поляризационного потенциала), так и в обратном случае. Не приводя громоздких выражений, отметим, что в случае слабого кулоновского взаимодействия эти поправки выражаются через полуцелый интегральный момент от поляризуемости $\sim \int\limits_0^\infty \frac{d\omega}{\omega^{1/2}}\mathrm{Im}\alpha(\omega)$. В случае же сильного кулоновского взаимодействия поправки определяются более сложным моментом:

$$\sim \int\limits_0^\infty \frac{d\omega}{\omega}\mathrm{Im}\alpha(\omega)\ln\left(\frac{\omega}{8Z^2}\right).$$

Последняя ситуация характерна для мезоатомов ($Z = 10 \div 50$), в которых поляризационный сдвиг уровня сравним со структурными добавками первого порядка теории возмущений.

В качестве примера в этом разделе рассмотрен потенциал взаимодействия частицы с дейтроном в модели точечной связи нуклонов. В этом случае поляризуемость комплекса вычисляется аналитически. Не выписывая громоздкой формулы для самой поляризуемости, приведем выражение для ее мнимой части, которая определяет поляризационный потенциал во всей области:

$$\mathrm{Im}\alpha(\omega) = \frac{2e_0^2\kappa}{3m_n^3\omega^4}(m_n\omega - \kappa^2)^{3/2}\theta(m_n\omega - \kappa^2), \tag{7}$$

где κ – волновое число связанного состояния ($\varepsilon = -\kappa^2/m_n$), а m_n – масса нуклона. При выполнении условия $\mu \ll m_n$, поляризационный потенциал $V^{(2)}(\rho)$ переходит в области $\rho \gg (m_n/\mu)^{1/2}/\kappa$ в известный потенциал Ван-дер-Ваальса:

$$V^{(2)}(\rho) = -m_n e^2 e_0^2/64\kappa^4\rho^4, \tag{8}$$

а в области $1/\kappa \ll \rho \ll (m_n/\mu)/\kappa$ – в его неадиабатическую форму

$$V^{(2)}(\rho) = -me^2 e_0^2 O/24\kappa^2\rho^2, \tag{9}$$

подтверждая приведенные выше соотношения.

Далее, в разделе 1.3, на примере задачи нейтрон-дейтронного рассеяния, формулируется метод эффективного потенциала. При этом интегральные уравнения Фаддеева записываются в квазидвухчастичном виде типа Липпмана-Швингера через так называемые внемассовые волновые функции парных подсистем. В частных случаях сепарабельных парных взаимодействий внемассовые волновые функции определяются точно. В других случаях можно развить теорию возмущений по эффективному потенциалу (ядру интегрального уравнения), главное достоинство которой состоит в сохранении унитарности задачи, что приводит к хорошему описанию трехчастичной системы при использовании первых итераций. В качестве примера в этой схеме рассчитаны энергия связи ядра трития и длины рассеяния нейтрона на дейтроне в квартетном и дублетном спиновых состояниях.

Показывается возникновение автомодельного слагаемого эффективного взаимодействия, порождающего эффекты Ефимова и Томаса в случае трех бозонов. В принятой схеме эффективный потенциал зависит от переменных относительного движения. Поэтому в области $r_{\mathrm{eff}} \ll \rho \ll \kappa^{-1}$ он выражается через координаты Якоби относительного движения:

$$V(\rho,\rho') = \frac{\sqrt{3}}{4\pi^2}\frac{1}{\rho\rho'}\frac{\partial^2}{\partial\rho'^2}\left[\sqrt{\frac{\rho'}{\rho^3}}\ln\frac{\rho^2+\rho'^2+\rho\rho'}{\rho^2+\rho'^2-\rho\rho'}\right]. \tag{10}$$

Хотя этот потенциал нелокален, но его действие на волновую функцию "нейтрон-дейтронной" системы эквивалентно действию локального потенциала $\sim \rho^{-2}$. То есть потенциал (10) допускает решения уравнения Шредингера в форме ρ^{σ}. При этом уравнение для определения σ принимает вид

$$\sigma(\sigma+1)+\mu(\sigma)=0, \tag{11}$$

где

$$\mu(\sigma)=-\frac{4}{\pi\sqrt{3}}\int\limits_0^{\infty} dt t^{\sigma+1}\frac{d^2}{dt^2}\left[\sqrt{t}\ln\frac{t^2+t+1}{t^2-t+1}\right]. \tag{12}$$

Последний интеграл берется аналитически и приводит к трансцендентному уравнению для σ. Его решения $\sigma = -1/2 \pm i\sigma_0$, где $\sigma_0 \simeq 1.006$, определяют поведение волновой функции, совпадающее с поведением решения в поле потенциала $-(1/4+\sigma_0^2)/(2m^*\rho^2)$. Отметим, что аналогичные уравнения для σ_0 были получены в работах Минлоса и Фаддеева при анализе уравнения Скорнякова-Тер-Мартиросяна (была показана неограниченность снизу спектра системы, эквивалентная падению на центр) и Ефимовым при анализе сгущения спектра трехчатичной системы к нулю.

Раздел 1.4 посвящен построению эффективного поляризационного потенциала на основании подхода предыдущего раздела. При этом удается построить эффективный квазидвухчастичный потенциал, учитывающий возможность возбуждения подсистемы и описывающий процессы резонансного рассеяния. Для простоты рассмотрения был выбран двухранговый сепарабельный потенциал, слагаемые которого V_1 и V_2 действуют в различных парциальных гармониках. Например, V_1 и V_2 действуют в S- и P-волнах соответственно и каждый порождает связанное состояние пары с энергией ε_1 (основное состояние) и ε_2 (возбужденное состояние). Одна из частиц пары взаимодействует с налетающей частицей кулоновским притягивающим потенциалом U. Поскольку рассматривается рассеяние на основном состоянии без перестройки, индексы каналов нам не нужны и в тексте нижние индексы будут относиться к типу взаимодействия U или V. Из уравнения Фаддеева для полумассовых амплитуд $T_v = V|\Psi\rangle$ и $T_u = U|\Psi\rangle$

$$T_v = \tau + t_v G_0(Z) T_u, \qquad T_u = t_u G_0(Z) T_v \tag{13}$$

можно получить уравнение типа Липпмана-Швингера для величины $\triangle T_u$, через которую выражается амплитуда упругого рассеяния

$$f(\boldsymbol{k}_1,\boldsymbol{k}_0) = -(m^*/2\pi)\langle\psi_0(\boldsymbol{k}_1)|U^0|\psi^0(\boldsymbol{k}_0)\rangle - (m^*/2\pi)\langle\psi^{0-}(\boldsymbol{k}_1)\varphi_1|\triangle T_u$$

со стандартными обозначениями импульсов k и волновых функций подсистем φ_i. При этом использовалось разбиение кулоновского взаимодействия $U = U^0 + \triangle U$ на слагаемое, отвечающее взаимодействию с центром инерции U^0, и собственно структурный остаток $\triangle U$. Квазидвухчастичное уравнение для $\langle\tilde{\varphi}_1|\triangle T_u$ имеет вид

$$\triangle T_1 = V^{eff} + V^{eff} g^0(Z - \varepsilon_1)\triangle T_1, \tag{14}$$

$$V^{eff} = V_{11} + V_{12} g^0_{22}(Z - \varepsilon_2) V_{21}, \qquad g^0_{22}(Z - \varepsilon_2) = (Z - \varepsilon_2 - h^0 - V_{22})^{-1}, \tag{15}$$

где g^0 – парные функции Грина относительного движения с потенциалом U^0, а потенциалы $V_{ij} = \langle\tilde{\varphi}_i|\triangle U G_u V_j|\varphi_j\rangle$ выражаются через внемассовые волновые функции подсистемы $\tilde{\varphi}_i$. В случае сепарабельных взаимодействий в подсистеме они вычисляются аналитически. Здесь мы только отметим, что $\tilde{\varphi}_i \to \varphi_i$ при $k \to k_0$.

Определенный соотношением (15) эффективный потенциал совпадает с поляризационным потенциалом из раздела 1.2 при условии малости поляризационных эффектов и энергии, значительно ниже энергии возбуждения. При приближении к порогу возбуждения мы сталкиваемся с ситуацией базевских резонансов, когда возникает метастабильная система "возбужденный комплекс + частица в водородоподобном состоянии". Эффективный потенциал становится сингулярным из-за второго слагаемого в (15). Исключение сингулярной части порождает брейт-вигнеровское поведение амплитуды рассеяния. Ниже, при изложении третьей главы, эти соотношения будут приведены чуть подробней.

В качестве приложения рассмотрен случай резонансного рассеяния μ-мезона на ядрах и получены простые выражения для ширин базевских резонансов. Эти выражения можно использовать для прямого определения квадратов матричных элементов мультипольных переходов. К сожалению, в настоящее время не достигнута монохроматичность потоков мезонов (энергетическое разрешение должно быть лучше 10 кэВ) для проведения подобных экспериментов.

Вторая глава посвящена рассмотрению взаимодействия легкой частицы с системой тяжелых частиц. Такое соотношение масс было выбрано для изучения проявления эффекта Ефимова в реальных физических системах "электрон + нейтральные атомы" поскольку справочные данные показывают, что существуют отрицательные атомные ионы с очень малой энергией связи (сродства) – десятые и сотые доли эВ.

В разделе 2.1 рассмотрено взаимодействие легкой частицы (m_2) с парой тяжелых тождественных бесспиновых частиц ($m_1 = m_3$). Характерное отношение масс $\alpha = \sqrt{m_{12}/m_{1,23}}$ полагается много меньше 1. При этом тяжелые частицы взаимодействуют через сепарабельный потенциал $U_i = |\nu_i >< \nu_i|$ с легкой частицей. Тогда пара уравнений Фаддеева для трехчастичной волновой функции Ψ из-за тождественности частиц сведется к одному уравнению для проекции $\psi =< \nu|\Psi >$:

$$\psi = \frac{1}{1 - A_{ii}} A_{ij}\psi, \tag{16}$$

где $A_{ij} =< \nu_i|G_0(Z)|\nu_j >, G_0$ - трехчастичная функция Грина свободного движения. В пределе $\alpha \to 0$ численное решение этого уравнения затруднено. Поэтому рассматривается квазиклассический подход к спектру системы и эффективному потенциалу. Для этого уравнение (16) переписывается в форме:

$$\psi(\boldsymbol{\rho}) = 8\pi \int (I(r_-/\alpha, 0) + I(r_+/\alpha, \rho'))\psi(\boldsymbol{\rho}')d^3\rho', \quad \boldsymbol{r}_+ = \boldsymbol{\rho} + \boldsymbol{\rho}', \boldsymbol{r}_- = \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}',$$

$$I(x, y) = \frac{(1+\kappa)^2}{4\pi\alpha^3 x} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{exp(-i\boldsymbol{q}\boldsymbol{y} - \sqrt{\lambda^2 + q^2}x)}{(1+q^2)^2},$$

допускающей простой предельный переход $\alpha \to 0$ при выделении быстроосциллирующего множителя $\exp(is/\alpha)$ из волновой функции. Здесь λ^2 – безразмерная полная энергия. После предельного перехода можно получить уравнение для некоторой величины u, связанной с действием простым соотношением: $(\nabla s)^2 + \lambda^2 = u^2$. Из-за очевидного совпадения с уравнением Гамильтона-Якоби величину u^2 можно понимать как эффективный потенциал взаимодействия тяжелых частиц. Не приводя трансцендентного уравнения для u отметим, что знание физического действия позволяет вычислить спектр трехчастичной системы по простой формуле Бора-Зоммерфельда. В диссертации приведена таблица сравнения результатов численного расчета спектра по уравнениям Фаддеева и по квазиклассической формуле при $\alpha = 0.1$. Согласие в положении всех десяти уровней энергии связанных состояний составляет не хуже трех десятичных знаков.

На расстояниях $r_{\text{eff}} \ll \rho \ll \kappa^{-1}$ уравнение для u упрощается до формы:

$$u - \kappa = exp(-\rho u)/\rho, \tag{17}$$

главный член решения которого имеет дальнодействующую компоненту: $u = c/\rho + \kappa$, где постоянная $c = 0.5671...$ является решением уравнения

$c = exp(-c)$. Для виртуальной парной связи действие потенциала V^{eff} ограничено областью $\sim 1/\kappa$. Для реального уровня ассимптотическое значение $u = \kappa$ и поэтому нужно называть эффективным потенциалом выражение $V^{eff} = -(u^2 - \kappa^2)E_0$, что соответствует отсчету энергии связи от двухчастичного порога (E_0 – характерная энергия обезразмеривания $\sim 1/(m_{12}r_{\text{eff}}^2)$). В этом случае эффективный потенциал имеет два слагаемых:

$$V_1^{eff} = -2c^2/(2m_{13}\rho^2\alpha^2), \qquad V_2^{eff} = -2\kappa c/(\rho\alpha).$$

Первое из них имеет ефимовский вид с очень большой, при $\alpha \ll 1$, константой связи $2c^2/\alpha^2$. Ее характерный масштаб больше 10^3, что позволяет надеяться увидеть ефимовские уровни при соотношении $\kappa r_0 < 0.9$, то есть практически при сравнимых размерах длины рассеяния и эффективного радиуса.

Второе слагаемое убывает как кулоновское взаимодействие. И поэтому, несмотря на предельно малый множитель κ, всегда порождает бесконечное количество связанных состояний при неограниченной области действия. Вспоминая, что область действия этого потенциала ограничена κ^{-1}, можно оценить количество связанных состояний

$$n \approx \frac{\sqrt{c}}{\alpha},$$

которое зависит только от соотношения масс. Поэтому вклад в спектр реальных физических систем типа "электрон + два нейтральных атома" могут давать как ефимовская составляющая эффективного взаимодействия, так и квазикулоновская. Отметим, что для указанных выше расчетов при $\alpha = 0.1$ вклад квазикулоновского слагаемого больше ефимовского.

Поскольку рассматривалась система без взаимодействия между тяжелыми частицами необходимо оценить вклад малых расстояний. Это было сделано по следующей схеме. Между тяжелыми частицами вводилось бесконечное отталкивание, радиус которого менялся в сторону увеличения. Оказалось, что для системы "два атома щелочных металлов + электрон" связанное состояние существует при радиусах отталкивания ~ 15 Å. Очевидно, что атом-атомным взаимодействием на этих расстояниях можно пренебречь и утверждения о существовании ефимовских и квазикулоновских состояний остаются справедливыми для реальных систем. Однако о них можно говорить лишь как об асимптотической части спектра.

В разделе 2.2 проведено обобщение на случай отталкивания на малых расстояниях, что дает возможность параметризовать имеющиеся данные

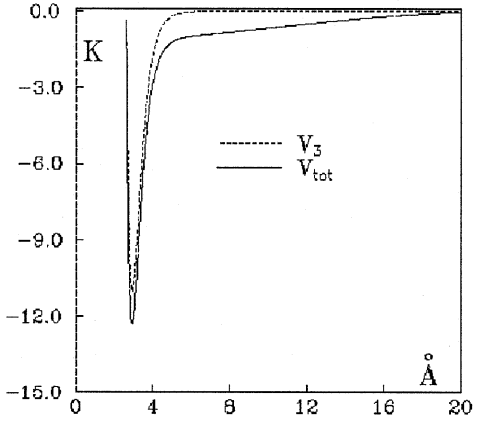

Рисунок 1: Потенциалы гелий-гелиевого взаимодействия в системах He_2 и He_2^- соответственно.

по электрон-атомному рассеянию при малых энергиях и рассмотреть систему "два атома гелия + электрон" (отрицательный двухатомный молекулярный ион). Для демонстрации вклада дальнодействующего слагаемого на Рис.1 приведено поведение полного потенциала V_{tot}, включающего межатомное взаимодействие V_3(потенциал Морзе) и эффективный потенциал за счет электрон-атомного взаимодействия для системы He_2^-. Отметим, что максимальное значение эффективного потенциала в нуле $\simeq 3.8\ K$, а полный потенциал $V_{tot} = V_3 + V^{\text{eff}}$ изменит глубину лишь на $1.3\ K$, то есть на 12 %. Однако область его действия намного больше потенциала гелий-гелиевого взаимодействия. Выбранный потенциал Морзе не дает связанных состояний. Учет же эффективного взаимодействия приводит к двум связанным состояниям системы $^4He_2^-$. При этом один только эффективный потенциал порождает одно связанное состояние.

Для проверки гипотезы о возможности связи одним электроном нескольких атомов в сильно разреженный кластер, в разделе 2.3 рассмотрена система "три атома + электрон". Рассмотрение проводилось методом Борна-Оппенгеймера. Показывается, что эффективный потенциал даже в конфигурациях наименьшей энергии связи, имеет дальнодействующие слагаемые и может образовать трехатомные кластеры, удержива-

емые одним электроном. Так, для системы трех атомов лития кластер может существовать до межатомных размеров (в вышеупомянутом смысле) в 20 Å, а для цезия этот размер достигает 34 Å. Для возможности рекомендаций по экспериментальному изучению таких кластеров необходимо указать их время жизни, поскольку при включении межатомной связи с энергией, большей энергии сродства, указанные выше состояния становятся метастабильными.

Третья глава посвящена резонансам в системе трех частиц, когда ефимовские условия выполняются либо на пороге возбуждения, либо на пороге перестройки. В первом случае рассматривались две системы частиц: "две тяжелые + одна легкая" и система трех бозонов, каждая пара которых имеет возбужденное состояние близкое к нулю.

В разделе 3.1 рассматривалось рассеяние тяжелой частицы на паре "тяжелая + легкая частицы", связанной взаимодействием, допускающим возбужденное состояние пары вблизи порога развала. Налетающая частица взаимодействовала только с тяжелой частицей из пары. Этот случай интересен тем, что при условиях $\kappa r_0 \ll 1$ для обеих пар, константа связи дальнодействующего $(1/\rho^2)$ эффективного потенциала стремится к $1/4$ и радиальное трехмерное уравнение Шредингера после замены переменных становится радиальным уравнением двумерной задачи. То есть при любом остаточном притяжении может возникать связанное состояние. Поскольку же эти условия выполняются для возбужденного состояния пары, то мы получаем резонанс в упругом рассеянии. В этом разделе приведены численные расчеты, показывающие такой резонанс.

В разделе 3.2 рассматривалась система трех бозонов, взаимодействие между которыми допускало связанные состояния, близкие к порогу развала. При этом изучалось рассеяние бозона на связанной паре. Показано, что положение резонансов определяется эффективным потенциалом взаимодействия частицы и возбужденного комплекса V_{22}. Поведение этого потенциала совпадает с поведением эффективного взаимодействия трех бозонов в ефимовском случае (с такой же константой связи: $\gamma = 1/4 + \mu^2, \quad \mu = 1.006..$), что должно приводить к относительному положению резонансов $E_n/E_{n+1} = \exp(-2\pi/\mu) \simeq 515.2$. Проведенный численный расчет амплитуды упругого рассеяния показывает серию резонансов. На Рис. 2 хорошо видна их эквидистантность. Относительное положение уровней очень близко к расчетному. Так, отношение положений второго и третьего резонансов составляет $\simeq 515$. Более того, ширины полученных резонансов

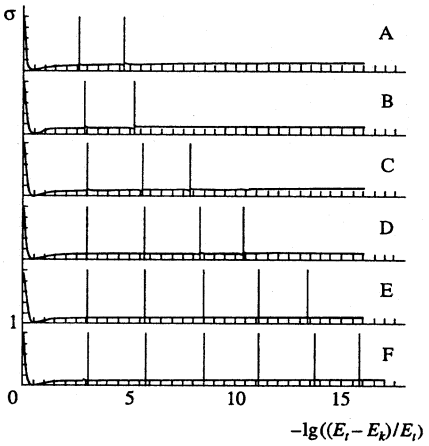

Рисунок 2: Зависимость сечения рассеяния, нормированного на унитарный предел, от кинетической энергии в логарифмическом масштабе при разных силах парной связи.

тоже эквидистантные в логарифмическом масштабе. В следующем разделе будут приведены аналитические соотношения, подтверждающие это наблюдение. Таким образом показано, что ефимовское сгущение спектра трехчастичной системы свойственно не только связанным состояниям но и резонансным явлениям.

Во втором случае рассматривались резонансы перед порогом перестройки. Так, выбранная система "две тяжелые + легкая частицы" должна была описывать реальную систему типа отрицательный двухатомный ион. Поэтому взаимодействие было между всеми парами частиц. Предполагая слабую связь в каждой паре ($\kappa r_0 \ll 1$), взаимодействия были выбраны в сепарабельном виде. Упругое рассеяние в этом случае описывается системой двух уравнений Фаддеева. Причем одно из них отвечает закрытому по энергии каналу перестройки системы. Эффективный потенциал и в этом случае содержит сингулярную часть, что приводит к

S-матрице с непривычной параметризацией:

$$S = \exp\left(2i\delta_f\right)\frac{\omega - i\frac{\Gamma}{4} - \frac{\Gamma}{4}\left(\sin\left(2\delta_f\right) + i\cos\left(2\delta_f\right)\right)}{\omega + i\frac{\Gamma}{4} - \frac{\Gamma}{4}\left(\sin\left(2\delta_f\right) - i\cos\left(2\delta_f\right)\right)}. \tag{18}$$

Здесь δ_f – фаза фонового рассеяния (вдали от резонанса), а ширина

$$\Gamma = 2\frac{k_0 m_{1,23}}{\pi}| < k_0|V_{12}|\Psi_t > |^2 \tag{19}$$

определяется матричным элементом перехода из закрытого канала. Обратим внимание, что левое (бра) состояние – просто плоская волна. Все несингулярное эффективное взаимодействие определяется фазой фонового рассеяния. Положение же резонансов определяется спектром закрытого канала. Связанным состояниям в поле эффективного потенциала закрытого канала отвечают волновые функции Ψ_t, которые при больших импульсах относительного движения ведут себя как $\Psi_t = k^{i\mu-5/2}$. При этом трансцендентное уравнение для μ определяется двумя областями:

$$\Phi_1(\mu) = 1, \quad k \ll \sqrt{\tfrac{m_{1,23}}{m_{12}}}\kappa_1; \tag{20}$$

$$\Phi_1(\mu) + 2\Phi_2^2(\mu) = 1, \quad k \gg \sqrt{\tfrac{m_{1,23}}{m_{12}}}\kappa_1. \tag{21}$$

Здесь

$$\Phi_i(\mu) = \frac{1+\zeta_i^2}{\zeta_i}\frac{\mathrm{sh}(\mu\ \mathrm{arctg}\zeta_i)}{\mu\ \mathrm{ch}(\frac{\pi}{2}\mu)},$$

а $\zeta_i = \sqrt{\frac{m_j m_k}{m_i(m_i+m_j+m_k)}}$. Эти выражения справедливы для любых соотношений масс. В случае легкой падающей частицы $\zeta \gg 1$ уравнение (20) дает константу связи $\mu \sim c\zeta$, которая совпадает с квазиклассической константой, полученной во второй главе. Более того, в этом же пределе решения уравнений (20) и (21) экспоненциально близки. Это указывает на то, что волновая функция закрытого канала определяется лишь взаимодействиями легкой и тяжелых частиц. То есть волновая функция закрытого канала является решением интегрального уравнения без учета взаимодействия между тяжелыми частицами. Такая функция может быть найдена аналитически в пределе малой энергии связи между легкой частицей и атомом. Способ нахождения базируется на приеме, используемом в работе Минлоса и Фаддеева при анализе уравнения Скорнякова-Тер-Мартиросяна. Ее явный вид

$$\Psi_t(k) = \frac{2\pi}{\sqrt{\kappa_t^3(1-\pi\mu/\mathrm{sh}(\pi\mu))}}\quad\frac{1}{t(1+t^2)^{3/4}}\sin(\mu\ln(t+\sqrt{1+t^2})) \tag{22}$$

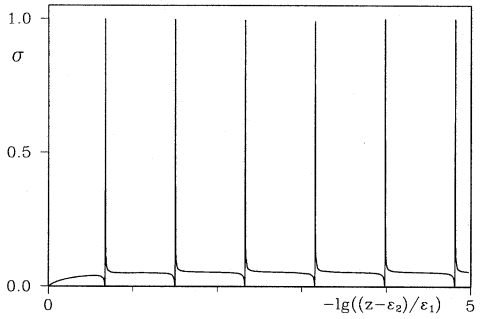

Рисунок 3: Сечение рассеяния для $m_2/m_1 = 65$, нормированное на унитарный предел.

позволяет вычислить ширины предпороговых резонансов. Здесь $t = k/\kappa_t$ ($\kappa_t = \sqrt{-2m_{2,13}Z}$). Относительную ширину удобно представить в виде:

$$\frac{\Gamma}{|E_t|} = 32\pi \left(\frac{m_{2,13}}{m_{23}}\right)^2 |J|^2, \tag{23}$$

где величина J определяется соотношением

$$J = \frac{1}{2\sqrt{1-\pi\mu/\mathrm{sh}(\pi\mu)}} \frac{\mathrm{sh}(\mu\ \mathrm{arctg}(\zeta_2))}{\mu\zeta_2} \frac{\sin(\mu \ln(2\sqrt{\varepsilon_1/E_t}))}{\mathrm{ch}(\pi\mu/2)}. \tag{24}$$

Отметим замечательные особенности выражений (23) и (24). Во-первых, относительная ширина $\Gamma/|E_t|$ не зависит от номера резонанса, так как положения резонансов связаны соотношением $E_n/E_{n+1} = \exp(2\pi/\mu)$, которое приводит к тому, что для резонансов с номерами n_i и n_{i+k} величина J отличается лишь множителем $(-1)^k$. Поэтому в логарифмическом масштабе эквидистантны не только положения резонансов, но и их ширины. Во-вторых, относительная ширина резонансов экспоненциально быстро уменьшается с уменьшением массы частицы 1. Численный расчет системы интегральных уравнений Фаддеева для амплитуды упругого рассеяния при конечном соотношении масс m_2/m_1 отображен на Рис. 3. Положения резонансов с точностью до третьего знака подчиняются приведенному выше экспоненциальному соотношению. Определив расчетные

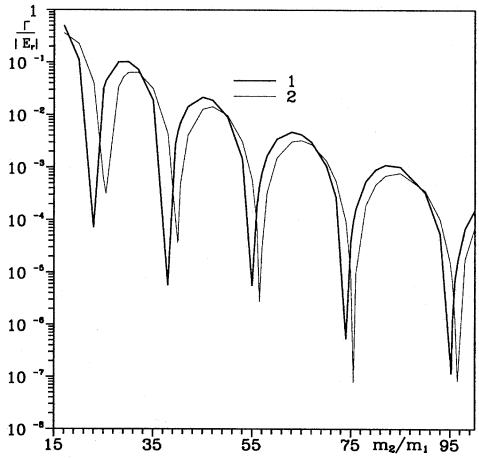

Рисунок 4: Относительные ширины резонансов. 1 – численное решение уравнений Фаддеева, 2 – аналитическая зависимость. Пояснения в тексте

положения резонансов и их ширины можно сравнить их с аналитическими выражениями (23, 24). Это сравнение показано на Рис. 4. Видно, что аналитическое выражение верно передает экспоненциально осциллирующую зависимость ширины резонанса от отношения масс частиц. При этом уменьшается небольшой сдвиг фаз. Поэтому можно воспользоваться асимптотическим по массам выражением и сделать оценку для времени жизни метастабильного состояния ($t = \Gamma^{-1}$):

$$\Gamma \;<\; 103.0\,|E_r|\;\exp\left(-1.260\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\right). \qquad (25)$$

Подстановка электрон-нуклонного соотношения масс дает время жизни около десяти суток. Поэтому рассмотренные во второй главе электрон-атомные состояния можно рассматривать как стабильные системы при любых физических процессах.

Четвертая глава посвящена применению методов задачи трех тел к изучению процессов резонансной прозрачности барьеров для связанной осцилляторным взаимодействием пары частиц. В разделе 4.2 формулируется задача двумерного рассеяния, описываемого обезразмеренным урав-

нением

$$\left(-\partial_x^2 - \partial_y^2 + x^2 + V(x-y) + V(x+y) - E\right)\Psi = 0, \qquad (26)$$

с переменными внутреннего движения в паре – x и центра инерции – y, V – барьерные потенциалы. В разделе 4.3 проведено приближенное рассмотрение решения этого уравнения с целью демонстрации физических причин прозрачности. Раздел 4.4 посвящен численному решению задачи рассеяния в рамках исходного уравнения (26). для трех типов барьерного взаимодействия: гаусов барьер, барьер, принятый в моделях распада ложного вакуума и барьер кулоновского типа. Для всех барьеров появляются ярко выраженные резонансы прозрачности. На Рис. 5 и Рис. 6 показаны пол-

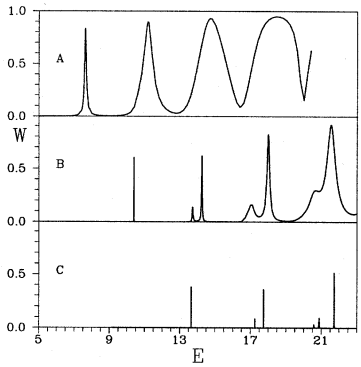

Рисунок 5: Полные вероятности прохождения через барьеры. Пояснения в тексте

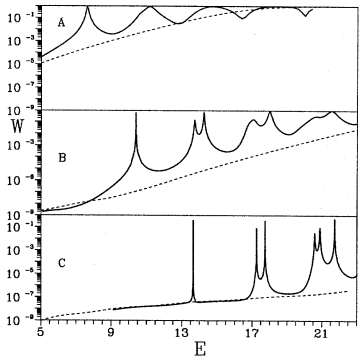

Рисунок 6: Полные вероятности прохождения через барьеры. Пунктирная линия – для потенциала $2V(y)$.

ные вероятности прохождения от энергии падения осциллятора. На Рис.6 пунктирной кривой показана вероятность прохождения для бесструктурной частицы. Энергии по осям отложены в масштабе возбуждения осциллятора: $\varepsilon_j = 4j - 3$ $(j = 1, 2, ...)$. Потенциал модели индуцированного распада ложного вакуума взят из работ по этой теме и имеет вид:

$$V(X) = \frac{2}{g^2\omega}\exp(-g^2X^2/\omega); \quad X = x \pm y, \qquad (27)$$

где ω – частота осциллятора, а $g^2 \ll 1$ – параметр модели ложного вакуума. Расчеты проводились при фиксированном значении частоты $\omega = 1/2$

и различных значениях $g^2 = 0.5$, 0.3, 0.2 (на рисунках помечены буквами A, B, C соответственно). Из рисунков видно, что уже значение $g^2 = 0.2$ дает предельно узкие резонансы, прозрачность которых близка к 1 и на восемь порядков выше фоновой. При этом можно заметить, что у старших резонансов появляются сателлиты. Самое простое объяснение механизма прозрачности можно увидеть из рисунка полной потенциальной энергии взаимодействия. Нетрудно убедиться, что эта двумерная поверхность может иметь локальные минимумы, которые позволяют системе образовывать метастабильные барьерные состояния. Простая модель спектра этих метастабильных состояний не только хорошо согласуется с расчетными значениями резонансов, но и показывает структуру их сателлитов. Улучшенная вариационная оценка положения первого резонанса:

$$E_{\rm var}^{\rm as} \sim \omega(1 + 2\ln(2/\omega))/g^2 + \sqrt{4\ln(2/\omega)} + \sqrt{4\ln(2/\omega) - 1} + O(g^2)$$

показывает, что положение первого резонанса в масштабе $E_r g^2$ не зависит от g^2 при его стремлении к нулю. Поэтому предыдущие расчеты, в которых не учитывался резонансный эффект, дают значительное отклонение вероятности прохождения от точных расчетов.

Результаты раздела 1.2 были получены совместно с Д.А.Киржницом. Результаты разделов 1.3–1.4, 3.1–3.2 были получены совместно с Н.Ж. Такибаевым. Остальные результаты были получены без соавторов.

Основные результаты диссертации отражаются в таблице научной новизны и значимости. Здесь их можно сформулировать следующим образом:

1. Обнаружен неадиабатический эффект в поляризационных потенциалах.
   Показано, что стандартный вид потенциалов Ван-дер-Ваальса справедлив лишь асимптотически.
   Получены выражения для поляризационных поправок к фазам рассеяния и энергиям связи, включая области резонансного рассеяния.

2. Получены эффективные потенциалы в системе "две тяжелых + одна легкая частицы" с короткодействующими парными потенциалами исходя из интегральных уравнений Фаддеева, исследован квазиклассический предел спектра этой системы.

3. Указано на существование квазикулоновской компоненты эффективного потенциала.

Предсказаны новые состояния для отрицательных двухатомных ионов щелочных металлов и гелия, свойства которых определяет эффективное взаимодействие, порождающее связанное состояние на расстояниях 10 ÷ 15 Å.

4. Получены эффективные потенциалы в системе "три тяжелых + одна легкая частицы" с короткодействующими парными потенциалами, указаны области возникновения дальнодействующих компонент эффективного потенциала.
   Предсказаны новые состояния отрицательных трехатомных ионов щелочных металлов, свойства которых определяет эффективное взаимодействие, порождающее связанное состояние на расстояниях 20 ÷ 30 Å.

5. Распространен эффект Ефимова на резонансные состояния трехчастичной системы перед порогами возбуждения и перестройки парных подсистем.

6. Найден аналитический вид волновой функции системы трех частиц в пределе нулевых радиусов действия парных сил и нулевой энергии связи в подсистемах.
   Обнаружен эффект экспоненциально-осциллирующей зависимости ширин трехчастичных резонансов от массы частиц.
   Указано, что возможные резонансные состояния отрицательных двухатомных ионов, порождаемые эффективным взаимодействием, имеют большое время жизни и могут рассматриваться как связанные состояния.

7. Исследован эффект резонансной прозрачности одномерных барьеров для связанной пары частиц вне рамок приближений.
   Указано на существенное увеличение (порядки величин) вероятности распада ложного вакуума при аккуратном решении задачи прохождения связанной пары через одномерные барьеры.

Публикации по теме диссертации

1. Kirzhnits D.A. and Pen'kov F.M. "On the theory of proton-deutron scattering". Physics Letters B, 1982. V.109, N 5, p.335-337.

2. Киржниц Д.А., Пеньков Ф.М. "К теории рассеяния составных частиц", ЖЭТФ, 1982. Т.82, вып.3, с.657-669.

3. Киржниц Д.А., Пеньков Ф.М. "Взаимодействие легкой частицы с системой тяжелых частиц". Письма в ЖЭТФ. 1983. Т.37, вып.3, с.129-131.

4. Киржниц Д.А., Пеньков Ф.М. "О кулоновском взаимодействии составных частиц". ЖЭТФ. 1983. Т.85, вып.1(7), с.80-93.

5. Киржниц Д.А., Пеньков Ф.М. "Кулоновское взаимодействие составных частиц". Успехи физических наук. 1983. Т.141, вып.3, С.552-553.

6. Киржниц Д.А., Пеньков Ф.М. "Поляризационный сдвиг уровней мюмезоатома". Письма в ЖЭТФ. 1984. Т.39, вып.7, с.315-317.

7. Киржниц Д.А., Такибаев Н.Ж., Пеньков Ф.М. "Метод эволюции по константе связи (неупругие процессы)". ЯФ. 1983. Т.38, вып.5, с.1145-1155.

8. Такибаев Н.Ж., Пеньков Ф.М. "Эффективный потенциал в задаче нейтрон-дейтронного рассеяния". ЯФ. 1989. Т.50, вып.2(8), С.373-381.

9. Такибаев Н.Ж., Пеньков Ф.М. "О фиктивных особенностях эффективного потенциала взаимодействия заряженной частицы и связанной пары". Известия АН КазССР. 1990. Серия физ.-мат., № 2, с.7-14.

10. Пеньков Ф.М., Такибаев Н.Ж. "Поведение эффективного потенциала в области трехчастичного резонанса". ЯФ. 1991. Т.53, вып.2, с.358-364.

11. Пеньков Ф.М., Такибаев Н.Ж. "Трехчастичные резонансы перед порогом возбуждения пары". ЯФ. 1992. Т.55, вып.3, с.650-659.

12. Takibayev N.Zh. and Pen'kov F.M. "The effective potential approach in three-body problem". ЯФ. 1993, Т.56, вып.7, с.12-16.

13. Pen'kov F.M. and Takibayev N.Zh. "The effective long-range interaction in three-body problem". ЯФ. 1993, Т.56, вып.7, с.97-105.

14. Пеньков Ф.М., Такибаев Н.Ж. "Резонансы эффективного дальнодействующего потенциала в задаче трех тел". ЯФ. 1994. Т.57, вып.7, с.1300-1308.

15. Пеньков Ф.М. "Квазиклассическое дальнодействие в системе трех частиц". ЖЭТФ. 1994. Т.106, вып.4, с.1046-1052.

16. Пеньков Ф.М. "Эффекты дальнодействия в трехчастичных молекулярных системах", ЖЭТФ. 1996. Т.109, вып.3, с.721-735.

17. Пеньков Ф.М. "Механизмы дальнодействия в системе "три атома + электрон"". ЖЭТФ. 1997. Т.111, вып.4, с.1229-1235.

18. Пеньков Ф.М. "Ядерные переходы из молекулярных резонансов". ЯФ, 1997. Т.60, вып.6, с.1003-1010.

19. Pen'kov F.M. "Three-Atom Cluster". ЯФ. 1998. Т.61, вып.11, с.2034-2037.

20. Пеньков Ф.М. "Предпороговые резонансы в трехчастичных молекулярных системах". ЖЭТФ. 1999. Т.115, вып.6, с.1973-1986.

21. Pen'kov F.M. "Lifetime of Efimov states of negative two-atom ions". Physical Review A. 1999. V.60, p.3756-3763.

22. Pen'kov F.M. "Metastable states of a coupled pair on repulsive barrier". Physical Review A. 2000. V.62, p.044701-1–4

23. Пеньков Ф.М. "Квантовая прозрачность барьеров для структурных частиц". ЖЭТФ. 2000. Т.118, вып.4, с.806–815.

Получено 4 апреля 2002 г.

Макет *Н. А. Киселевой*

ЛР № 020579 от 23.06.97.
Подписано в печать 05.04.2002.
Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 1,75. Уч.-изд. л. 1,63. Тираж 100 экз. Заказ № 53212.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.