

K-181

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

КАМЕРДЖИЕВ СЕРГЕЙ ПАВЛОВИЧ

УДК 539.14

Микроскопическое описание эффектов сложных конфигураций в атомных ядрах

Специальность: 01.04.16 — физика ядра и
элементарных частиц

*Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук*

Дубна — 1990

Работа выполнена в ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени Физико-энергетическом институте.

Официальные
оппоненты:

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
ДЖОЛОС Р. В.

доктор физико-математических наук,
профессор
НЕУДАЧИН В. Г.

доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник
КОЛОМИЕЦ В. М.

Ведущая организация: Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова

Автореферат разослан «...» 1990 г.

Защита диссертации состоится «...» 1990 г. на заседании специализированного совета Д047.01.01 при Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

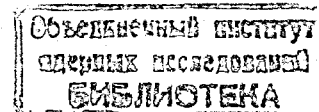
Ученый секретарь совета
кандидат физико-математических наук

ЖУРАВЛЕВ В. И.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ определяется новым качественным уровнем современного ядерно-физического эксперимента, большая информативность и точность которого привели к существенному усложнению наблюдаемого спектра возбуждения ядер в интервале от 2 - 5 Мэв до 25 - 35 Мэв. Так, в последние 10 - 15 лет появилось много новой спектроскопической информации об уровнях в интервале, начинающемся от энергии двухфотонного триплета (1-2 Мэв в немагических ядрах) и оканчивающемся на несколько Мэв выше энергии связи нуклона. В области больших энергий - приблизительно от энергии связи нуклона до 25 - 35 Мэв - было обнаружено около 20 новых гигантских резонансов, отличных от хорошо известного дипольного гигантского резонанса и получивших общее название мультипольных гигантских резонансов (МГР). Это привело к возникновению новой области ядерной физики - физики гигантских резонансов, в которой в настоящее время задействовано большинство ускорителей с энергией частиц от 5-10 Мэв до 1-2 Гэв.

В настоящее время большой интерес вызывает данные о МГР в "нагретых" ядрах, сведения о которых извлекаются из взаимодействия с ядрами лёгких и тяжелых ионов. Только недавно начала проявляться экспериментальная ситуация с низколежащим МГР - резонансом



в средних и тяжёлых ядрах, расположенном в области энергии связи нуклона. Важность изучения МГР для реакторных ядерных данных и для явлений, связанных с возбуждением ядра в области энергии связи (рассеяние нуклонов, радиационный захват, фотопоглощения и др.), обусловлена тем, что в этой области наблюдаются низкоэнергетический хвост Е1 - резонанса, изоскалярный Е3-резонанс, М1-резонанс, а также изоскалярный низколежащий Е3 - резонанс. Несомненно, что количество информации об указанной широкой области энергий будет все возрастать прежде всего в связи с начавшемся периодом ввода в строй ускорителей третьего поколения, имеющих непрерывный пучок, и открывшимися большими перспективами экспериментов на совпадение.

Существующие микроскопические подходы в теории структуры ядра, в которых явно учитывается возбуждение только одночастично-однопрочных ($1p\ 1h$ -) конфигураций, т.е. методы Тамма-Данкова и хаотических фаз, часто не в состоянии объяснить либо само существование новых уровней, либо важнейшие характеристики МГР, например, их ширины и распадные свойства. Хорошим примером здесь может служить имеющаяся информация о М1-возбуждениях магических ядер в области энергии связи. В ^{208}Pb методами нейтронной физики только в интервале 7,25 - 7,62 Мэв обнаружено 35 I^{\pm} уровней с малыми $B(M1) \leq 1,6 \mu^2$, в ^{40}Ca различными методами идентифицирован интенсивный I^{\pm} -уровень с $E = 10,31$ Мэв и $B(M1) = 1,2 \mu^2$ и найдены другие, менее интенсивные I^{\pm} уровни. Любые варианты метода хаотических фаз в нужной области энергий дают для ^{208}Pb лишь два I^{\pm} уровня, один из которых всегда имеет большую величину $B(M1) \geq 15 \mu^2$, а для магического ^{40}Ca I^{\pm} -возбуждения в рамках этого метода отсутствуют.

Естественным и вместе с тем радикальным выходом из этих трудностей микроскопической теории структуры ядра является учёт

более сложных, чем $1p\ 1h$ - конфигураций. Это должно привести к существенному обогащению спектра возбуждения ядра. Необходимость явного учёта сложных, прежде всего двухчастично-двухпрочных ($2p\ 2h$ -) конфигураций определяется, в частности, тем что плотность последних резко возрастает как раз в области расположения наиболее известных резонансов.

Ввиду большой сложности задачи учёта сложных конфигураций для её решения весьма целесообразно применить метод квантовых функций Грина (ФГ), который широко используется в современной теории многих тел. Этот метод хорошо зарекомендовал себя в теории ядра, где он нашёл успешное применение в теории конечных ферми-систем (ТКФС) А.Б.Мигдала. Уравнения ТКФС по форме совпадают с уравнениями метода хаотических фаз с эффективными силами. Стандартная ТКФС использует феноменологическое короткодействующее эффективное взаимодействие между нуклонами, параметры которого к настоящему времени в целом определены довольно надёжно. Дальнейшее активное развитие ТКФС было обусловлено большими возможностями которые несёт в себе метод ФГ. Это относится, в частности, к таким направлениям развития ТКФС как полный учёт непрерывного одночастичного спектра и применение температурной техники ФГ при использовании ТКФС для описания "нагретых" ядер.

Несмотря на интенсивное развитие ТКФС в этом подходе практически не учитывались явно конфигурации более сложные, чем $1p\ 1h$. Представляет большой интерес, последовательно используя формализм ФГ, выделить и учесть "главные" сложные конфигурации, т.е. построить регулярный микроскопический метод или модель, обобщающие ТКФС на случай учёта сложных, прежде всего $2p\ 2h$ - конфигураций. Во-первых, это даёт возможность единообразно улучшить описание некоторых старых и рассмотреть новые классы явлений, которые не могли быть рассмотрены в рамках метода хаотических фаз или

описывались им в среднем, эффективно. Во-вторых, это позволяет использовать в теории учёта сложных конфигураций в конечных ядрах достоинства метода ФГ и диаграммной техники: корректный учёт непрерывного одночастичного спектра, температурную технику, наглядный и последовательный учёт частично-частичного взаимодействия и корреляций в основном состоянии и др. Повидимому, эти эффекты можно учесть и в рамках гамильтонового подхода, однако к настоящему времени это не сделано или сделано частично (одна из причин громоздкость одновременного учёта $2p\ 2h$ - конфигураций и указанных эффектов в гамильтоновом методе). В-третьих, применение последовательного аппарата теории многих тел позволяет лучше понять точность и область применения тех довольно многочисленных методов учёта сложных конфигураций, которые развивались ранее.

Таким образом, необходимость и своевременность построения теории, учитывающей сложные, прежде всего $2p\ 2h$ - конфигураций в конечных ядрах в рамках последовательного метода ФГ диктуется как состоянием современного эксперимента, так и потребностями внутреннего развития теории структуры ядра.

Ц е л ь ю р а б о т ы является разработка на основе формализма квантовых ФГ метода учёта сложных конфигураций* в ядрах, который был бы достаточно последователен и строг теоретически.

* В работе наиболее подробно рассматриваются следующие сложные конфигурации в магических ядрах: "чистые" $2p\ 2h$; " $1p\ 1h$ фонон" и "два фонов", которые часто для краткости называются $2p\ 2h$ - конфигурациями. В разделах, посвящённых рассмотрению "нагретых" ядер, ядер со спариванием и построению нелинейных вариантов теории учитываются также различные более сложные конфигурации. Поэтому в качестве общего названия целесообразно использовать термин "сложные конфигурации".

ки и экономны в смысле отсутствия или минимальности числа параметров, использование развитого метода для анализа экспериментальных данных и исследование на его основе точности и области применимости приближённых подходов.

Научная новизна и практическая ценность работы. До появления экспериментальных указаний о новых МГР впервые были правильно предсказаны интегральные характеристики изоскалярных Е2-резонансов в некоторых ядрах.

В диссертационной работе впервые развит общий микроскопический подход для учёта $1p\ 1h$ - и важнейших более сложных (прежде всего $2p\ 2h$ -) конфигураций в магических ядрах, основанный на последовательном применении метода функций Грина. В разработанном подходе используются главные идеи теории ферми-жидкости и ТКФС, но благодаря явному учёту $2p\ 2h$ - конфигураций спектр возбуждений ядра, получаемый в таком подходе, существенно богаче, чем в методе хаотических фаз или ТКФС. Проанализированы и численно реализованы две упрощённые линейризованные версии нашего метода. Впервые в рамках единообразного подхода с универсальными для всех рассмотренных ядер параметрами и без введения новых получено удовлетворительное описание имеющихся экспериментальных данных о МГ-возбуждениях в магических ядрах от ^{16}O до ^{208}Pb и ядрах $1f_{7/2}$ - оболочки $^{42,44}Ca$ и ^{54}Fe .

Во всех вариантах разработанного подхода последовательно учтены $2p\ 2h$ - корреляции в основном состоянии, отличные от учитываемых в методе хаотических фаз. Впервые показана важная, иногда принципиальная роль этих корреляций.

Модель учёта конфигураций $1p\ 1h$ ⊗ фонон распространена на

ядра со спариванием и на "нагретые" ядра, что позволяет значительно расширить круг исследуемых ядер.

Развитый в диссертации метод даёт возможность рассчитать характеристики возбуждённых состояний ядер (энергии уровней, переходные плотности, вероятности переходов моменты и др.) до энергий возбуждения 25 - 35 Мэв, в особенности в широкой области близки энергии связи нуклона. Он даёт последовательную микроскопическую основу для описания затухания неротационного движения в ядрах. Использование отвлеченных и универсальных параметров, описывающих эффективное взаимодействие и локальные заряды квазичастиц, позволяет надеяться на хорошую предсказательную силу и надёжность метода, который уже получил развитие и применение в работах других авторов.

Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации.

1. Расчёты, выполненные автором в рамках стандартной ТКФС с параметрами одинаковыми для всех ядер, показали: 1) обычный частично-дырочный подход в теории ядра объясняет только две интегральные характеристики МГР - среднюю энергию и суммарную интенсивность; 2) до появления каких-либо экспериментальных данных о новых МГР впервые правильно предсказаны характеристики изоскалярных Е2 - резонансов и ^{208}Pb и ^{120}Sn ; 3) расчёты низколежащих М1 - резонансов в средних и тяжёлых сферических ядрах были подтверждены недавними экспериментальными данными, полученными в реакциях $(\bar{\nu}_{tag}, \gamma)$ и (\bar{n}, γ) ; 4) для интервалов энергии возбуждения меньше, чем 2-3 Мэв, необходимо одновременно учитывать вклады Е1-, Е2о и М1 - резонансов в сечении фотопоглощения сферических ядер.

2. В рамках метода ФГ и общей идеологии Ферми-жидкости сформулирована модель учёта $\text{I}p \text{I}h$ - и "чистых" $2p2h$ - конфигураций. В частности, выведена замкнутая система уравнений для одночастичного и двухчастичного эффективных полей в ядре, что позволило получить связанную систему кинетических уравнений для одночастичной и двухчастичной матриц плотности. Показано, как в задаче с затравочным двухчастичным взаимодействием появляются эффективные 3-х и 4-х частичные взаимодействия и двухчастичная добавка в затравочном мультипольном операторе - они возникают в результате перенормировки уравнений.

3. Предложена и подробно проанализирована микроскопическая модель учёта конфигураций $\text{I}p \text{I}h \otimes$ фонон для магических ядер в приближении малости квадрата амплитуды рождения фонона q^2 в пропагаторе интегрального уравнения для матрицы плотности. Показано, что в модели строго выполняется закон сохранения числа квазичастиц. Впервые получена формулировка теории МГР, в которой учтён не только распад гигантских резонансов по указанным сложным конфигурациям, но и полностью учтена связь $\text{I}p \text{I}h$ - $\text{I}p \text{I}h \otimes$ фонон - конфигураций с одночастичным непрерывным спектром.

4. Развитая модель учёта конфигураций $\text{I}p \text{I}h \otimes$ фонон применена для объяснения имеющихся экспериментальных данных о М1 - возбуждениях в магических ядрах от ^{16}O до ^{208}Pb и в ядрах $1f_{7/2}$ - оболочки $^{42,44}\text{Ca}$ и ^{54}Fe . В расчётах использовались одинаковые для всех ядер известные параметры ТКФС и не вводились новые параметры. Впервые получено удовлетворительное описание этих данных в рамках единообразного подхода.

Показано, что учёт сложных конфигураций необходим для объяснения наблюдаемых свойств М1 - возбуждений в сферических ядрах.

5. Учёт указанных сложных конфигураций приводит к значитель-

ному расплыванию, или фрагментации MI- и EI - резонансов и появлению большого количества дополнительных I⁺ и I⁻ - уровней. Рассчитанная фрагментация достаточно велика (хотя и недостаточна для полного объяснения сильной фрагментации MI - резонанса в ²⁰⁸Pb), чтобы сделать вывод, который был подтвержден экспериментально, что во многих случаях часть билы MI - резонанса содержится в экспериментальном фоне, например, в ⁴⁰Ca - до 70%. Во всех ядрах предсказаны I⁺ - уровни малой интенсивности, для поиска которых следует использовать эксперименты на совпадение.

6. Показано, что в любом микроскопическом подходе, в котором учитываются сложные конфигурации, как в чётно-чётных, так и в нечётных ядрах и используются феноменологические квазичастицы, необходимо выделить из всех характеристик этих квазичастиц смешивание с явно учитываемыми сложными конфигурациями. Предложен и численно реализован новый метод расчёта таких "очищенных" квазичастиц. Впервые показано, что поправки к затравочным эффективной массе нуклона и среднему полю, обусловленные смешиванием с фононами, заметно компенсируют друг друга и их следует учитывать одновременно.

7. Изучены два варианта обобщения модели учёта конфигураций Ip Ih @ фонон. Первый соответствует бесконечному суммированию в пропагаторе графиков, описывающих усложнение одночастичного движения, или методу хаотических фаз для обобщённых квазичастиц. Последние получаются из решения одночастичного уравнения Дайсона с недиагональным массовым оператором, учитывающим квазичастично-фононное взаимодействие в приближении q². Получены секулярные уравнения для нечётных и чётно-чётных ядер в указанных приближениях. Во втором варианте рассмотрены Ip Ih - конфигурации и двухфононные конфигурации, соответствующие графику q⁴. Здесь учтены 2p 2h - корреляции в основном состоянии, что эквивалентно

приближению хаотических фаз по фононам. В секулярное уравнение входят слагаемые со знаменателями $[\omega \mp (\omega_3 + \omega_3')]$, где ω_3, ω_3' - энергии фононов, и слагаемые, не содержащие знаменателей такого рода.

8. Разработана обобщённая микроскопическая модель учёта 2p 2h - конфигураций в магических ядрах. Она содержит в качестве частных случаев все рассмотренные варианты учёта сложных конфигураций. Выведены система нелинейных уравнений и формулы для величин, описывающих характеристики магических чётно-чётных и соседних нечётных ядер, в том числе вероятности переходов между возбужденными состояниями. Выделены все двухфононные графики, содержащие полные одночастичные ФГ. Показана тесная связь этой модели с обобщённым методом Хартри-Фока, развитием Керманом и Клейном.

9. Получены реалистические версии нашей обобщённой модели: линейризованная обобщённая модель и упрощённый вариант этой линейризованной модели, который реализован численно.

10. Во всех вариантах разработанного подхода последовательно учтены 2p 2h - корреляции в основном состоянии, отличные от учитываемых в методе хаотических фаз. Продемонстрировано большое разнообразие проявлений эффектов этих корреляций в ядрах. Впервые показана важная, иногда принципиальная роль 2p 2h - корреляций в основном состоянии: 1) они снимают запрет на существование MI - резонанса в ¹⁶O и ⁴⁰Ca и их учёт позволил объяснить эксперимент в этих ядрах; 2) в других ядрах учёт этих корреляций приводит к заметной фрагментации силы MI - резонанса вблизи энергии связи нуклона; 3) их учёт существен для количественного объяснения EI - резонанса (это показано на примере ⁴⁰Ca).

11. В микроскопической теории "нагретых" ядер получены следующие результаты: 1) впервые полная система уравнений ТКМС для

"нагретых" ядер сформулирована в виде уравнений для величин, определяющих матрицу плотности; 2) модель учёта конфигураций

$I_p I_h \Theta$ фонон обобщена на случай конечных температур и видоизменена так, что её можно применять для описания всех гигантских резонансов.

12. Развитая модель учёта конфигураций $I_p I_h \Theta$ фонон обобщена для ядер со спариванием. Впервые рассмотрен общий случай, соответствующий включению динамических эффектов частично-частичного взаимодействия в задаче учёта сложных конфигураций в ядрах.

А п р о б а ц и я д и с с е р т а ц и и .

Результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались на семинарах ФЭИ (г. Обнинск), ЛТФ ОИЯИ (г. Дубна), ИАЭ, НИИЯФ МГУ, ИЯИ, МИФИ (г. Москва), ЛИАФ (г. Гатчина), ИЯИ УССР (г. Киев), Института ядерной физики (г. Юлих, ФРГ), на ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, XII зимней школе ЛИАФ им. Б.П. Константинова, школе ИАЭ им. И.В. Курчатова в 1983., XIУ школе МИФИ им. В.М. Галицкого, совещании по фотоядерным данным (МГУ, 1984г), совещании по программе работ на разрезном микротроне (НИИЯФ МГУ, 1986), на Научной конференции (Сессии) ОЯФ АН СССР по физике ядра (1988г), на IV и V семинарах "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях" (г. Москва, 1977г, 1981г), на Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра (Дубна, 1976), Гордоновской конференции по фотоядерным реакциям (США, 1978г), Международной конференции "Ядерная физика и электромагнитные взаимодействия" (ФРГ, 1979г), Международном совещании по взаимодействию ядер и ядерным возбуждениям (г. Дубна, 1982г).

П у б л и к а ц и и

По результатам диссертации опубликовано 31 работа. Часть результатов вошла в обзоры /1-4, 16, 29/.

О б ъ ё м р а б о т ы

Диссертация состоит из Введения, пяти глав основного содержания, Заключения и пяти Приложений. Полный объём работы с учётом Отглавления, 27 рисунков и списка цитированной литературы из 330 наименований составляет 329 стр. машинописного текста.

С О Д Е Р Ж А Н И Е Р А Б О Т Ы

Во В в е д е н и и описана общая ситуация, сложившаяся к настоящему времени в экспериментальных и теоретических исследованиях возбужденных неротационных состояний ядер, главным образом, в физике гигантских резонансов. Обосновывается постановка задачи учёта сложных, прежде всего $2p\ 2h$ -конфигураций в рамках метода ФГ. Показана актуальность и важность проблем, которые исследуются в работе.

П е р в а я г л а в а имеет в основном обзорный характер. В § 1.1. изложены главные положения стандартной ТКЭС и некоторые результаты её развития, которые используются в дальнейшем. Вкратце рассмотрены координатное представление и преимущества его использования. В § 1.2 кратко представлены результаты современных экспериментальных исследований МТР в нейтральном канале и расчётов их свойств в рамках стандартной ТКЭС. Здесь частично использованы материалы обзоров /1-4/. Перечислены основные сведения

ния о ядре, получаемые из изучения МТР; описаны тенденции и перспективы экспериментальных исследований МТР; важнейшими из них являются эксперименты на совпадение и изучение "нагретых" ядер. Подчёркивается связь МТР с физикой деления и тяжёлых ионов; важность исследований МТР, в частности, для понимания радиационного захвата нуклонов и современных возможностей последнего в изучении МТР (прежде всего радиационный захват фильтрованных нейтронов). Наибольшее внимание уделено тем резонансам, характеристика которых рассчитываются в работах автора.

Дан обзор экспериментальной информации о низколежащих МТ-резонансах в нейтральном канале. Современная информация о них получена в основном с помощью четырёх экспериментальных методов: (e, e') и (p, p') - реакций, методов нейтронной физики и упругого рассеяния поляризованных меченых фотонов. Сделан вывод, что в основном благодаря недавним результатам, полученным с помощью последнего метода для ^{90}Zr , ^{120}Sn , ^{140}Ce , $^{206, 208}\text{Pb}$, общая ситуация с МТ-резонансом начинает становиться похожей на ситуацию с остальными МТР в нейтральном канале: средняя энергия и суммарная интенсивность соответствуют расчётам по методу хаотических фаз при условии, что эти расчёты выполняются с эффективным спиновым зарядом $e_q \approx 0,8$. В этом смысле известная проблема подавления (*quenching*) силы МТ-резонанса снимается. Главным в проблеме объяснения МТ-резонанса является его сильная фрагментация в ядрах с $A > 48$ и сам факт его существования в магических ^{16}O и ^{40}Ca , что не находит объяснения в рамках метода хаотических фаз или ТКФС. Разумеется, остаётся ещё вопрос об объяснении отличия e_q от единицы, наиболее вероятными причинами которого считаются эффекты $2p$ $2h$ - конфигураций и Δ - изобари.

Раздел 1.2.3 основан на работах автора /5-9/. В нём изложены результаты расчётов МТР в нейтральном канале в рамках стандартной ТКФС для Е1-резонансов в изотопах Sn , Pb , изоскалярных и изовекторных Е2-резонансов в ^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{120}Sn , ^{208}Pb и низколежащих МТ-резонансов в этих и других ядрах. С одними и теми же параметрами ТКФС для всех ядер достигнуто довольно хорошее описание интегральных характеристик, т.е. положения и суммарной интенсивности, а также характеристик низколежащих частично-дырочных 2^+ -уровней. Часть расчётов, например, Е2-возбуждений в ^{208}Pb и ^{120}Sn /6/ выполнялась до появления каких-либо экспериментальных указаний на существование новых МТР. Значения интегральных характеристик изоскалярных Е2-резонансов в этих ядрах были позднее подтверждены экспериментально. Например, для изоскалярного Е2-резонанса в ^{208}Pb теоретические значения $\bar{E} = 9,8$ Мэв и $\text{EWSR} = 82\%$, (e, e') - эксперименты (Sasao, Torizuka, 1977) дали $\bar{E} \approx 10,8$ Мэв, $\text{EWSR} = (76^{+14})\%$.

Наши расчёты /8/ со значением параметра ТКФС $\zeta_2 = 0,113$, что примерно соответствует $e_q = 0,8$, разумно согласуются с экспериментальными данными ($\bar{\gamma}_{\text{tag}}$, γ) - экспериментов (Laszewski et al, 1985-89г) для интегральных характеристик во всех ядрах ^{90}Zr , ^{120}Sn , ^{140}Ce , $^{206, 208}\text{Pb}$, измеренных в этих экспериментах (табл. I).

Табл. I. Интегральные характеристики низколежащего МТ-резонанса ($I_p I_h$ - расчёты /8/ и эксперимент)

	^{90}Zr	^{120}Sn	^{140}Ce	^{208}Pb
$\bar{E}_{\text{теор}}$, Мэв	9,6	8,4	8,4	7,8
$\bar{E}_{\text{эксп}}$ или интервал, Мэв	8,1-10,5	7,3-9,4	7,95 6,7-8,7	7,5
$\Sigma B(M1)_{\text{теор}}$, μ_0^2	7,8	~9,5	10,7	20,0
$\Sigma B(M1)_{\text{эксп}}$, μ_0^2	6,7 $^{+0,9}_{-0,7}$	8,8 $^{+1,1}_{-0,9}$	7,5 $^{+3,0}_{-2,1}$	~17,5; ^{208}Pb : 1 ± 2

Выполнен также сравнительный анализ сечений фотопоглощения $E1$, $E2$ и $M1$ -резонансов в области энергии связи нуклона и показано, что для интервалов энергии меньших 2-3 Мэв вклады этих резонансов сравнимы между собой. Это обстоятельство важно для теории радиационного захвата нуклонов.

В § 1.3 приведены теоретические соображения и оценки других авторов, подтверждающие необходимость учёта сложных, в основном $2p\ 2h$ - конфигураций в области энергий возбуждения от 2-5 Мэв до 25 - 35 Мэв. Можно надеяться, что существуют широкие области по спектру возбуждений и атомному числу, прежде всего широкая область вблизи энергии связи, где учёт $2p\ 2h$ - конфигураций окажется достаточным. Сложность этой задачи диктует необходимость использования последовательного аппарата теории многих тел - метода ФГ.

В т о р а я г л а в а посвящена выводу и анализу основных уравнений микроскопической модели учёта $2p\ 2h$ - конфигураций в магических ядрах.

В § 2.1 сформулирована теория в которой учитываются $1p\ 1h$ - и "чистые" $2p\ 2h$ - конфигурации. Она построена для конечных ядер по общей аналогии с микроскопической теорией ферми-жидкости и использует уравнения для 2-х, 3-х и 4-х частичных ФГ /10-11/. Это - аналог расщепления цепочки уравнений Боголюбова-Борна-Грина-Кирквуда-Ивона на этапе, соответствующем явному учёту $1p\ 1h$ и $2p\ 2h$ - конфигураций. Выполнена перенормировка уравнений и получены формулы для расчёта характеристик состояний ядра, являющихся суперпозицией $1p\ 1h$ - и $2p\ 2h$ - конфигураций. Получены частные случаи, соответствующие известным работам Савицкого и Румянцева. Из-за численных трудностей развитая теория непосредственно применима, по-видимому, только для лёгких ядер. На основе развитого подхода выведено общее уравнение для одночастичного эффективного поля в

ядра, которое учитывает $1p\ 1h$ и $2p\ 2h$ - конфигурации и содержит полные амплитуды рассеяния и полные одночастичные ФГ. Такая формулировка очень полезна для дальнейших приближений.

В § 2.2 построена модель учёта сложных конфигураций, использующая фононы /2-14, 31/. Введение фононов позволяет существенно уменьшить численные трудности задачи и, что более важно, использовать параметр малости g^2 (g - амплитуда рождения фонона), существующий по крайней мере для магических ядер. Приведены два вклада уравнений модели. В одном в качестве исходного используется уравнение, полученное в конце предыдущего параграфа, в котором учтены "чистые" $2p\ 2h$ конфигурации, фононы здесь появляются как полные части полной амплитуды рассеяния. Другой, "более феноменологический" вывод исходит из выражения для массового оператора в приближении g^2 . Основные уравнения модели сформулированы в виде, похожем на соответствующие уравнения ТКФС, но с пропагатором, который теперь определяется суммой Фейнмановских диаграмм:

$$\text{---} + \text{---} + \text{---} + \text{---} + \text{---}, \quad (1)$$

где прямой линии сопоставляется однофермионная ФГ \bar{G} , волнистой - однофононная ФГ, кружку - амплитуда рождения фонона g . Здесь первое слагаемое соответствует ТКФС или методу хаотических фаз, но с одночастичным базисом, "очищенным" от вклада явно учитываемых фононов (ему соответствует одночастичная ФГ \bar{G}). Второе и третье слагаемые описывают усложнение одночастичного движения за счёт взаимодействия с фононами (графика со "вставками"), четвёртое слагаемое означает появление запаздывающего взаимодействия, обусловленного обменом фононами в поперечном частично-дырочном канале (график с "поперечным фононом"). Последнее слагаемое порядка g^4 соответствует учёту двухфононного канала, в нашем случае оно обращается в нуль, если один из фононов берётся неколективизированным. Получены формулы для расчёта характеристик ядерных состояний,

являющихся суперпозицией конфигураций $Ip Ih$ и $Ip Ih \otimes$ фонон.

Следующий параграф посвящён анализу уравнений микроскопической модели учёта конфигураций $Ip Ih \otimes$ фонон (первые четыре графика в (I)) /15/, расчёты в рамках которой описаны в § IV.1. Здесь получены соотношения, которые позволяют вычислить в нашем приближении связь параметров, описывающих локальный заряд e_q и эффективное взаимодействие F , входящих в ТКФС, и новых величин \tilde{e}_q и \tilde{F} , входящих в нашу модель. Показано, что учёт графика с поперечным фононом необходим для выполнения закона сохранения числа квазичастиц. Уравнения модели записаны в представлении однофононных состояний, что можно сделать ценой пренебрежения регулярными частями амплитуды рассеяния и частичного пренебрежения корреляциями в основном состоянии (результаты соответствующих расчётов приведены в разделе IV.1.7). Такая форма записи используется в "теории ядерных полей". Получен простой частный случай нашей модели, соответствующий модели копенгагенской группы (Vertsch, Brogila, Bortignon et al., 1979-81г), в которой использовалась эта теория для выяснения роли фононов в формировании МТР. Уравнения модели записаны также в координатном представлении. Как и в случае ТКФС, суммирование в пропагаторе выполняется только по одночастичным уровням, лежащим ниже поверхности Ферми. В полученной формулировке теории МТР в приближении " $Ip Ih + 2p 2h +$ континуум" точно учтён непрерывный одночастичный спектр и можно построить отбавляющую резонанса без введения параметра "размазывания".

Во все соотношения модели учёта сложных конфигураций должны входить одночастичные волновые функции $\tilde{\psi}_\lambda$ и энергии \tilde{E}_λ , которые во избежание двойного учёта смешивания с фононами, описываемого массовым оператором M , должны быть "очищены" от этого смешивания. Это справедливо как для чётно-чётных, так и для нечётных

ядер. § IV.4 посвящён обоснованию этого утверждения и построению нового, "очищенного" базиса $\{\tilde{E}_\lambda, \tilde{\psi}_\lambda\}$ для общего случая недиагонального $M_{\lambda\lambda'}$ /17-18/ (в диагональном случае связь проста: $\tilde{\psi}_\lambda = \psi_\lambda$, $\tilde{E}_\lambda = E_\lambda - M_{\lambda\lambda}(E_\lambda)$). Разработан феноменологический способ построения такого базиса, в котором исходными являются феноменологические одночастичные энергии E_λ , используется обобщенная процедура локализации оператора M и получены соотношения, связывающие "затравочные" эффективную массу \tilde{m}^* и среднее поле \tilde{U} с феноменологическими m^* и U . Преимущества способа заключаются в его согласованности: из феноменологических характеристик должно извлекаться смешивание только с теми фононами, которые явно учитываются в сложных конфигурациях, а остальная часть смешивания с фононами эффективно учитывается в новых, или "очищенных" квазичастицах, описываемых базисом $\{\tilde{E}_\lambda, \tilde{\psi}_\lambda\}$. Полученные результаты (в нашем приближении) имеют прямое отношение к микроскопической теории оптического потенциала в ядрах.

В третьей главе диссертационной работы изложены различные варианты обобщения рассмотренной выше модели учёта конфигураций $Ip Ih \otimes$ фонон, в пропагаторах которых учитываются и анализируются слагаемые более высокого порядка по q^2 . В § III.1 подробно изучен вариант, где учтены $Ip Ih$ - конфигурации и конфигурации вида "два фонона", соответствующие выделению двухфононного графика $\sim q^4$ в (I), который вносит наибольший вклад по сравнению с другими графиками $\sim q^4$ /19-20/. Выделение этого двухфононного канала выполнено как на феноменологическом, так и на микроскопическом уровнях. Показано, как появляется в задаче трёх- и четырёх-фононное взаимодействие и что затравочными фононами в рассмотренном подходе являются обычные RPA -фононы, но с другим $Ip Ih$ - взаимодействием. Микроскопический анализ позволил выразить

амплитуду перехода одного фоона в два (трехфоонное взаимодействие) через одночастичные ФГ и эффективное $Ip Ih$ - взаимодействие. Выведены секулярные уравнения и показано, как использование метода ФГ позволяет учесть фоонные корреляции в основном состоянии (своего рода метод хаотических фаз по фоонам).

В § III.2 рассмотрен другой вариант обобщения модели, отвечающий бесконечному суммированию в пропагаторе графиков со вставками /21/. Это позволяет более корректно, чем ранее, учитывать фрагментацию одночастичных состояний и соответствует методу хаотических фаз для обобщенных квазичастиц, описываемых уравнением Дайсона для одночастичной ФГ с массовым оператором M . Выведены секулярные уравнения для нечетных и четно-четных ядер как в приближении диагонального M , так и для общего случая недиагонального M . Показано что в методе ФГ для нечетных ядер в задаче учета сложных конфигураций появляется перенормировка одночастичных феноменологических энергий E_λ , равная $M_{\lambda\lambda}(E_\lambda)$ в случае диагонального M .

После такого анализа возникают следующие вопросы. Как изменяются слагаемые, соответствующие графику с поперечным фооном, если в пропагаторе вместо графиков со вставками учитывать их бесконечную сумму? Этот вопрос тем более актуален, что модель учета конфигураций $Ip Ih \otimes$ фоон, рассмотренная в предыдущей главе, имеет недостаток - полюсы 2-го порядка в пропагаторе, содержащем g^2 , которые исчезают в модели с бесконечным суммированием графиков со вставками. Какие слагаемые порядка g^4 , кроме последнего слагаемого в (I), должны еще входить в задачу? Ответом на эти вопросы служит обобщенная микроскопическая модель учета $2p 2h$ - конфигураций в магических ядрах, сформулированная в § III.3 /22/. Эта сложная нелинейная модель в качестве частных случаев содержит все рассмотренные в настоящей работе варианты учета сложных конфигураций, содержащие фооны. В ней выделены все двухфоонные графики, содер-

жащие полные двухчастичные ФГ. Таких графиков оказалось пять. Если пренебречь этими графиками "порядка g^4 ", то пропагатор обобщенной модели выражается через бесконечную сумму скелетных Фейнмановских диаграмм

$$\text{---} + \text{---} + \text{---} + \dots \quad (2)$$

где двойной линии сопоставляется полная одночастичная ФГ G , определяемая нелинейным уравнением Дайсона с оператором M , содержащим полную ФГ G . В этом приближении, которое в самом общем виде соответствует учету конфигураций $Ip Ih \otimes$ фоон, получены система нелинейных уравнений и формулы для расчёта характеристик соседних четно-четного и нечетного ядер (раздел 3.3). При получении этих результатов существенным оказалось использование спектрального разложения двухчастичной функции отклика по двум переменным. Показано, что частным случаем нашей модели является обобщенный метод Хартри-Фока, разработанный Керманом и Клейном в 1963-65г. Другим интересным результатом является формальная простота записи (похожая на соответствующие структуры метода хаотических фаз или ТКФС) всех результатов модели для четно-четного ядра в представлении решений для нечетного ядра.

Линеаризация уравнений обобщенной модели позволила расцепить уравнения для нечетных и четно-четных ядер (раздел 3.4). Получена линеаризованная система с пропагатором, определяемым графиками (2), в которых ФГ G находится из линейного уравнения Дайсона. Это соответствует дополнительному по сравнению с (I) суммированию двух классов диаграмм произвольного порядка по g^2 и, разумеется, снимает трудности с полюсами второго порядка в модели учета конфигураций $Ip Ih \otimes$ фоон, что позволяет использовать такой вариант для расчёта всех МГР. Однако порядок получаемой системы для четно-четного ядра весьма велик, хотя и здесь появляются дополнительные возможности отбора решений уравнения для нечетного ядра,

например, по величине одночастичного вклада. В конце раздела описана идея подхода, в котором удаётся обойти указанную трудность и сформулировать реалистический вариант линеаризованной обобщённой модели, доступный для решения на имеющихся ЭВМ. В пропагаторе этого варианта в отличие от более простой модели с пропагатором $\sim q^2$ приближенно просуммированы во всех порядках по q^2 цепочка диаграмм со вставками и цепочка диаграмм с поперечным фооном,

Четвёртая глава работы посвящена изложению результатов расчётов, выполненных в рамках развитых вариантов микроскопической модели учёта $2p\ 2h$ - конфигураций. В § IV.1 приведены результаты большого цикла расчётов MI-возбуждений в магических ядрах ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{208}Pb и в ядрах $1f\ \gamma_2$ - оболочки ^{42}Ca , ^{44}Ca , ^{54}Fe в модели учёта конфигураций $Ip\ Ih\ \emptyset$ фонон, описанной в гл. II /23-28, 31/. Весьма существенным в наших расчётах является то, что они выполнялись с параметрами, одинаковыми для всех рассчитанных ядер. Эти параметры, описывающие эффективное спиновое частично-дырочное взаимодействие и спиновый локальный заряд,

$$g = 0, \quad g' = 0,06, \quad C_0 = 300 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3 \quad (3)$$

$$\zeta_3^p = \zeta_3^n = 0,1, \quad \zeta_2^p = \zeta_2^n = -0,03$$

были ранее определены в ТКЭС в основном из расчётов других физических явлений. Использование параметров, полученных в $Ip\ Ih$ - подходе, в наших расчётах является вполне оправданным благодаря использованию относительно малого числа сильно коллективизированных фононов, выделение которых не может сильно изменить локальное взаимодействие и локальный заряд (Полученные результаты подтвердили разумность такого выбора параметров). Чтобы выполнить детальное сравнение с экспериментальными данными, подав-

ляющее большинство которых имеет спектроскопический характер, мы не использовали в этих расчётах какой-либо параметр "размазывания". Изложены детали расчётной схемы и исследованы количественная роль различных слагаемых и графиков; чувствительность результатов к изменению параметров одночастичных энергий, числа фононов.

Мы получили, что, как и следовало ожидать, для ядер, в которых низлежащий MI-резонанс существует в рамках $Ip\ Ih$ - подхода, т.е. для $A > 40$, значения интегральных характеристик (средней энергии \bar{E} и $\sum B(M1)^\dagger$), рассчитанные с учётом конфигураций $Ip\ Ih\ \emptyset$ фонон, не сильно отличаются от значений, полученных в ТКЭС (табл. 2). Однако учёт указанных сложных конфигураций приводит к заметной фрагментации MI-резонанса, которая увеличивается с увеличением A . Например, величина $B(M1)_{\text{макс}}$ для ^{208}Pb уменьшается

Табл. 2. Интегральные характеристики MI-резонанса

Ядро	\bar{E} , МэВ			$\sum B(M1)^\dagger$, μ^2		
	$Ip\ Ih$ (ТКЭС)	$Ip\ Ih +$ $Ip\ Ih\ \emptyset$ фонон	эсп.	$Ip\ Ih$ (ТКЭС)	$Ip\ Ih +$ $Ip\ Ih\ \emptyset$ фонон	эсп.
^{16}O	-	16,0	17,2	-	1,0	1,0
^{40}Ca	-	12,4	-	-	4,3	1,4
^{48}Ca	10,5	10,8	-	6,1	6,0	5,0
^{90}Zr	9,5	9,6	8,9	7,5	9,4	$6,7^{+0,9}_{-0,7}$
^{208}Pb	8,3	8,6	7,3 <small>$^{206}Pb: 7,5$</small>	22,0	24,2	$\sim 17,5$ <small>$^{206}Pb: 19 \pm 2$</small>
^{42}Ca	6,3	7,8	-	1,5	1,4	$\sim 1,2$
^{44}Ca	7,0	8,1	-	2,7	2,4	$\sim 2,1$
^{54}Fe	9,5	11,1	-	10,5	8,5	6,6

в 3-4 раза, для ^{90}Zr - в 2 раза. Другими словами, учёт этих конфигураций приводит к заметному уменьшению амплитуды и уширению MI-резонанса по сравнению с расчётами в ТКЭС.

Для дважды магических ^{16}O и ^{40}Ca , в которых низколежащий MI-резонанс отсутствует в рамках $1p\ 1h$ - подхода, получено разумное согласие с имеющимися экспериментальными данными (рис. I). Таким образом, учёт $2p\ 2h$ - корреляций в основном состоянии отличных от тех, которые учитываются в $1p\ 1h$ - подходе, не только снимает запрет на существование низколежащих MI-возбуждений в этих ядрах, но и позволяет удовлетворительно описать по крайней мере сильные MI-возбуждения, которые наблюдаются в эксперименте (описание индивидуальных I^+ - уровней в ^{16}O несколько хуже, чем в ^{40}Ca , что неудивительно, поскольку ядро ^{16}O - лёгкое). В этом смысле учёт корреляций в основном состоянии является принципиальным. Согласие с экспериментом для ^{16}O , ^{40}Ca , так же как и для ^{48}Ca , является важным аргументом в пользу предложенного подхода.

Полученные результаты позволили сделать вывод, что часть MI-силы находится в экспериментальном фоне. Недавние эксперименты по упругому рассеянию поляризованных меченых фотонов фактически подтвердили этот вывод, сделанный до выполнения этих экспериментов. В расчётах предсказано большое количество I^+ - уровней с малыми величинами $B(M1)$. Например, в ^{40}Ca ~70% суммарной MI-силы приходится на уровни с $B(M1) < 0,4 \mu_N^2$ (рис. I). В этой связи становится понятным наблюдавшееся "подавление" MI-резонанса в экспериментах с порогом регистрации для $B(M1) \geq (1-2) \mu_N^2$. Для поиска таких уровней нужно использовать эксперименты на совпадение, которые уже планируются. Расчёты, однако, не объясняют полностью сильную фрагментацию резонанса в ^{208}Pb и, повидимому, в ^{54}Fe и ^{90}Zr .

Получено, что пренебрежение графиком с поперечным фоном сильно и довольно нерегулярно искажает количественные результаты. Даже интегральная характеристика $\Sigma B(M1)$ увеличивается на 30-40% в ^{90}Zr и ^{208}Pb , а в ^{40}Ca - почти в 4 раза (рис. I, следует срав-

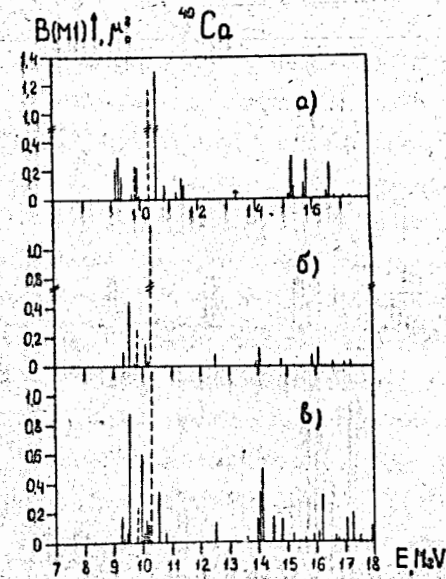


Рис. I. MI-возбуждения в ^{40}Ca . Штриховые линии - эксперимент. Варианты б) и в) рассчитаны с параметрами, отличными от параметров варианта а). в) - расчёт без учёта графика с "поперечным фоном".

нить рис. Iб и Iв). С учётом того, что это пренебрежение приводит к нарушению закона сохранения числа квазичастиц, можно считать доказанным, что включение графика с поперечным фоном для описания MI-резонанса в подходах, учитывающих $2p\ 2h$ - конфигурации, является необходимым.

Результаты расчётов MI-резонанса в пространстве однофоновых состояний (раздел I.7) в целом согласуются с результатами расчёта в λ - представлении. Однако для описания характеристик I^+ - уровней с $B(M1) < B(M1)_{\text{макс}}$ лучше использовать уравнения в λ - представлении.

В § IV.2 выполнены расчёты MI-возбуждений в ^{208}Pb в рамках

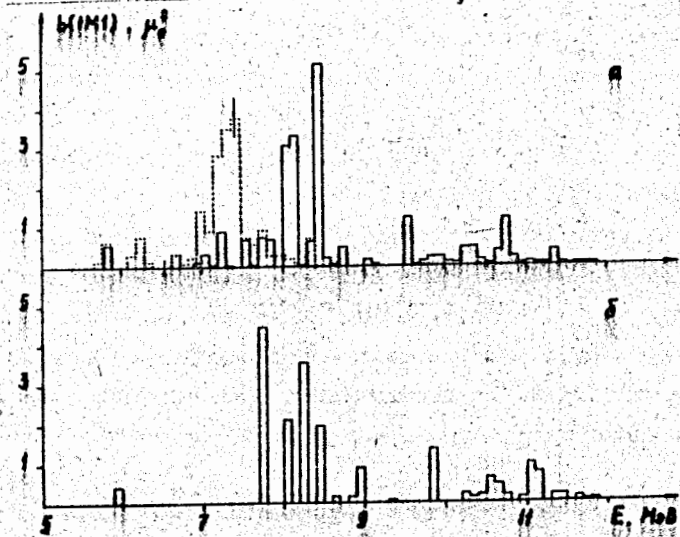


Рис. 2. Гистограммы распределения вероятностей MI-возбуждений в ^{208}Pb (шаг 100 кэв), полученные с учётом (а) и без учёта (б) $2p\ 2h$ корреляций в основном состоянии. Точечная гистограмма - эксперимент (Laszewski et al., 1988), пересчитанный для шага 100 кэв.

упрощённого варианта обобщённой модели, упомянутого в конце гл. III. (Рис. 2). Расчёты показали: 1) модель удовлетворительно объясняет характеристики изоскалярного I^+ - уровня, 2) подтверждены результаты прежней модели и, следовательно, приближение q^2 в её пропагаторе, 3) учёт $2p\ 2h$ - корреляций в основном состоянии приводит к появлению заметной MI-силы в области энергии связи нуклона, что в нашем расчёте соответствует усилению низкоэнергетического хвоста MI-резонанса. Рассчитанное максимальное значение величины $\sigma(MI) = \sum \sigma(MI)_i$ есть: $\sigma(MI)_{\text{макс}} = 5,57 \mu_0^2$ (шаг гистограммы - 100 кэв), эксперимент даёт $\sigma(MI)_{\text{макс}} \approx (3,8 \pm 0,4) \mu_0^2$ при том же шаге, т.е. расхождение с экспериментом здесь наименьшее из име-

ющихся подходов. Что касается расхождения *I Мэв в положении резонанса, то оно объясняется приближениями нашего выбора параметров взаимодействия (3). Реализация этого варианта обобщённой модели выполнена как с использованием параметра "размазывания", так и методом построения гистограмм. Оба приёма позволяют ускорить расчёты и эффективно применять модель для расчёта всех МТР.

Методические расчёты для силовой функции EI-резонанса в ^{40}Ca , ^{48}Ca , выполненные в рамках нашей обобщённой модели, но без учёта $2p\ 2h$ - корреляций в основном состоянии, показали существенную роль $2p\ 2h$ - конфигураций в формировании EI-резонанса, что выражается прежде всего в уширении резонанса. Например, в ^{40}Ca дисперсия кривой увеличивается с 2,4 Мэв для ТКЭС до 4,3 Мэв. Учёт $2p\ 2h$ корреляций в основном состоянии для EI-резонанса в ^{48}Ca заметно изменил профиль силовой функции, особенно на крыльях резонанса, по сравнению со случаем, когда такие корреляции не учитывались. Таким образом учёт этих новых корреляций существен для количественного объяснения EI-резонанса (§ IV.3).

В § IV.4 численно реализован метод построения нового одночастичного базиса $\{E_i, \varphi_i\}$ для нейтронов в ^{208}Pb для общего случая недиагонального массового оператора M , рассмотренный в § II.4 /18/. Главные в этой реализации - определение по методу наименьших квадратов параметров, определяющих "новые" эффективную массу \tilde{m}^* и средний потенциал \bar{u} , так чтобы полная эффективная масса m^* и потенциал u , которые выражаются через \tilde{m}^* , \bar{u} и локализованный оператор M , давали одночастичный спектр, близкий к экспериментальному. Выполнены расчёты спин-орбитального слагаемого в потенциале среднего поля с учётом поправок, обусловленных смешиванием с фононами. Показано, что в радиальной зависимости \tilde{m}^* и \bar{u} имеют максимумы вблизи поверхности ядра, но эти флуктуации заметно компенсируются в результирующем потенциале, который со-

держит все эффекты смешивания с фононами. Это означает, что поправки к затравочным \tilde{m}^* и \tilde{u} , связанные смешиванием с фононами, следует учитывать одновременно. Разработанный метод даёт вполне разумную величину (~ 1 Мэв) степени сжатия одночастичного спектра, обусловленную квазичастично-фононным взаимодействием.

В пятой главе рассмотрены применения полученных результатов к "нагретым" ядрам /30/ и ядрам со спариванием. В § У.1 полная система уравнений ТКФС для вершин v , v^h , $d^{(1)}$ и $d^{(2)}$ обобщена на случай температуры $T \neq 0$, при этом использовалась техника температурных (мацубаровских) ФГ. Полученные уравнения преобразованы для величин z^{\pm} и y^{\pm} (последняя исчезает при $T \rightarrow 0$), определяющих матрицу плотности в "нагретых" ядрах со спариванием. Отметим, что в отличие от случая $T = 0$ порядок системы для этих величин не уменьшается по сравнению с системой уравнений для вершин. Выведены формулы для расчёта энергий возбуждений и вероятностей переходов в "нагретых" ядрах. Полученные результаты важны для выяснения роли частично-частичного взаимодействия и его динамических эффектов при $T \neq 0$ (парные вибрации различного рода), но прежде всего они необходимы для расчёта характеристик деформированных "нагретых" ядер. Это объясняется тем, что в настоящее время Е1-резонансы в таких ядрах очень интенсивно исследуются экспериментально и тем, что $2p\ 2h$ - расчёты с несепарабельными силами в "нагретых" деформированных ядрах очень трудоёмки.

Следующие разделы пятой главы посвящены обобщению развитой модели учёта конфигураций $Ip\ Ih \otimes$ фонон на случай температуры $T \neq 0$ (§ У.2) и на случай ядер со спариванием (§ У.3). Разработан соответствующий формализм, основанный на мацубаровской технике и использовании, кроме ФГ G, аномальных ФГ $F^{(1)}$ и $F^{(2)}$. При

этом модель слегка видоизменена таким образом, чтобы отсутствовали трудности, связанные с полюсами второго порядка, что позволит применять её для расчёта всех МГР. Наша "температурная" модель является более общим случаем, чем обобщённая на $T \neq 0$ модель копенгагенской группы (Bortignon, Broglia et al., 1986). Для ядер со спариванием выведены система уравнений для матриц плотности и система уравнений для вершин V , V^h , $d^{(1)}$ и $d^{(2)}$ (описывающих изменения во внешнем поле ФГ q , q^h , $F^{(1)}$ и $F^{(2)}$), в которых учтены конфигурации $Ip\ Ih$, $Ip\ Ip$, $Ip\ Ih \otimes$ фонон, $Ip\ Ip \otimes$ фонон и т.п. Случай $d^{(1)} \neq d^{(2)} \neq 0$ соответствует последовательному учёту динамических эффектов частично-частичного взаимодействия (изменения щели во внешнем поле) в задаче с учётом сложных конфигураций.

В Б а к л ю ч е н и и кратко перечислены основные результаты, полученные в диссертации, а также актуальные задачи по дальнейшему применению развитого подхода.

В Приложения I - III вынесены формулы для пропагаторов полной системы уравнений ТКФС при $T \neq 0$ (I), модели учёта конфигураций $Ip\ Ih \otimes$ фонон в λ - представлении, координатном представлении и в λ - представлении при $T \neq 0$ (П.А - П.В) и для пропагаторов двухфононного канала (III).

Основное содержание диссертации
изложено в работах;

1. Борзов И.Н., Камерджиев С.П. Е1-, Е2- и М1-резонансы в сферических ядрах; Препринт ФЭИ-580, Обнинск, 1975, Новые гигантские резонансы в ядрах // ВАНТ, сер. "Ядерные константы", 1976, № 23, С. 102 - 104.
2. Борзов И.Н., Камерджиев С.П. Гигантские мультипольные резонансы в ядрах // Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, Т. 41, № 1, С. 4 - 26.
3. Камерджиев С.П. О мультипольных гигантских резонансах в ядрах // Материалы XII зимней школы ЛИЯФ, - Л. 1977, С. 122 - 165.
4. Камерджиев С.П. Современное состояние исследований "новых" гигантских резонансов // Электромагнитное взаимодействие ядер при малых и средних энергиях; Труды IV семинара. - М. 1979, С. 93 - 124.
5. Камерджиев С.П., Монахов Л.В. Низколежащие 2^+ - уровни в ^{208}Pb // ЯФ. 1971, Т. 13, № 6, С. 1335 - 1337.
6. Камерджиев С.П. О Е1- Е2-переходах в средних и тяжелых сферических ядрах // ЯФ. 1972, Т. 15, № 4, С. 676 - 689.
Kamerdzhiiev S.P. Electric quadrupole transitions in ^{120}Sn and ^{208}Pb // Phys. Lett. 1973, V. 47B, N 2, P. 147 - 151.
7. Борзов И.Н., Камерджиев С.П. Электрические квадрупольные переходы в ^{88}Sr и ^{208}Pb // ЯФ. 1975, Т. 21, № 1, С. 31 - 38.
8. Ткачев В.Н., Борзов И.Н., Камерджиев С.П. М1-переходы в сферических ядрах // ЯФ. 1976, Т. 24, № 4, С. 715 - 724.
Камерджиев С.П., Ткачев В.Н. О М1-переходах в сферических ядрах // Тезисы докладов XXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. - Л.: Наука. 1972, С. 225.

9. Kamerdzhiiev S.P., Borzov I.N., Tkachev V.N. M1-resonance and comparative study of E1-, E2- and M1-resonances in nearthreshold region // Acta Phys. Pol. 1977, V. B8, N 5, P. 415 - 420.
Борзов И.Н., Камерджиев С.П., Ткачев В.Н. Частично-дырочные расчеты Е1-, Е2- и М1-резонансов в сферических ядрах // Труды Всесоюзной конференции "Нейтронная физика" - Киев. 1976, Ч. 3, С. 36 - 41.
10. Камерджиев С.П. Уравнения для одночастичной и двухчастичной матриц плотности в методе функций Грина. Сравнение с методом хаотических фаз // ЯФ. 1973, Т. 18, № 4, С. 751 - 761.
11. Камерджиев С.П. Уравнения для эффективных полей в ядре с учетом $2p2h$ -конфигурации // Изв. АН СССР, сер. физ. 1977, Т. 41, № 6, С. 1230 - 1238.
12. Камерджиев С.П. О двухчастично-двухдырочных уровнях в ядрах в методе функций Грина // Письма в ЖЭТФ. 1974, Т. 19, № 8, С. 545 - 548.
13. Камерджиев С.П. Микроскопическая модель учета $2p2h$ -конфигураций в магических ядрах // Письма в ЖЭТФ. 1979, Т. 30, № 3, С. 532 - 535.
14. Камерджиев С.П. Микроскопическая модель учета $2p2h$ -конфигураций в магических ядрах // ЯФ. 1983, Т. 38, № 8, С. 316 - 329.
15. Камерджиев С.П., Ткачев В.Н. Анализ микроскопической модели учета $2p2h$ -конфигураций // ЯФ. 1986, Т. 43, № 6, С. 1426-1436.
16. Камерджиев С.П. Микроскопическая теория учета $2p2h$ -конфигураций в ядрах. Общее сравнение с другими подходами // Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях: Труды V семинара. - М. 1982, С. 143 - 152.

17. Камерджиев С.П., Целлев В.И. Выделение смешивания с фононами из феноменологических характеристик одночастичного движения в магических ядрах // Изв. АН Каз. ССР, сер. физ.-мат. 1984. № 6. С. 37 - 44.
18. Камерджиев С.П., Целлев В.И. Одночастичные характеристики в задаче учета сложных конфигураций // ЯЭ. 1986. Т. 44. № 3. С. 606 - 614.
19. Kamerdzhiiev S.P. On a giant resonance theory in the $1p1h + 2p2h + \text{continuum}$ approximation // Phys. Lett. 1979. V. 84B. N 1. P. 5 - 9.
Камерджиев С.П. О теории гигантских резонансов в ядрах в приближении " $1p1h + 2p2h + \text{континуум}$ " // Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. Т. 43. № 5. С. 989 - 991.
20. Камерджиев С.П., Ткачев В.Н. Выделение двухфононного канала и использование $1p1h$ -фононов в задаче об учете $2p2h$ -конфигураций в ядрах // ЯЭ. 1982. Т. 36. № 1. С. 73 - 86.
21. Камерджиев С.П., Целлев В.И. Модели связи с кором в методе функций Грина // Изв. АН СССР, сер. физ. 1983. Т. 47. № 5. С. 917 - 927.
22. Камерджиев С.П., Целлев В.И. Обобщенная микроскопическая модель учета $2p2h$ -конфигураций в магических ядрах // ЯЭ. 1986. Т. 44. № 2. С. 336 - 348.
23. Kamerdzhiiev S.P., Tkachev V.N., Tseluyev V.I. On the quasiparticle-phonon interaction effect upon MI-resonance probability and quasiparticle effective mass. Estimates for ^{208}Pb // Proc. intern. conf. on nuclear physics, 1980 - Berkeley, USA. 1980. V. 1. P. 185.

24. Камерджиев С.П., Ткачев В.Н. Расчет характеристик MI-резонанса в ^{208}Pb с учетом конфигураций " $1p1h + 3\bar{1}$ - фонон" // Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. Т. 48. № 1. С. 97 - 101.
25. Камерджиев С.П., Ткачев В.Н. Расчет MI-возбуждений в ^{40}Ca и ^{48}Ca // Письма в ЖЭТФ, 1984. Т. 40. № 1. С. 31 - 34.
26. Kamerdzhiiev S.P., Tkachev V.N. MI-resonance calculations in magic nuclei taking into account $1p1h + \text{phonon}$ configurations // Phys. Lett. 1984. V. 142B. N 4. P. 225 - 228.
27. Ткачев В.Н., Камерджиев С.П. Влияние конфигураций " $1p1h + \text{фонон}$ " на MI-возбуждения в магических ядрах // ЯЭ. 1985. Т. 42. № 4. С. 832 - 844.
28. Камерджиев С.П., Ткачев В.Н. Расчеты MI-возбуждений в ^{44}Ca , ^{42}Ca и ^{54}Fe с учетом конфигураций " $1p1h \otimes \text{фонон}$ " // Изв. АН СССР, сер. физ. 1988. Т. 52. № 5. С. 874 - 877.
29. Камерджиев С.П. Некоторые результаты и применения теории жидкостей (вода, жидкие металлы, атомные ядра): Обзор ФЭИ-0197. - М.: ЦНИИатоминформ. 1985.
30. Камерджиев С.П. О микроскопическом описании "нагретых" ядер: Препринт ФЭИ-1860. Обнинск, 1987.
31. Kamerdzhiiev S.P., Tkachev V.N. A microscopic model taking into account $2p2h$ -configurations in magic nuclei. Calculations of MI excitations // Z. Phys. A - Atomic Nuclei. 1989. V. 334. N 1. P. 19 - 33.