

На правах рукописи



Шитов Михаил Игоревич

Микроскопическое описание эффектов связи с фононами в магических и полумагических ядрах

Специальность 01.04.16 —
Физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
кандидат физико-математических наук

Москва – 2022

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении «Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт» (НИЦ «Курчатовский институт»).

Научный руководитель:

Камерджиев Сергей Павлович

доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник Курчатовского ядерно-физического комплекса, Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», г. Москва

Официальные оппоненты:

Ефимов Александр Дмитриевич

доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник Отделения физики плазмы, атомной физики и астрофизики, Циклотронная лаборатория, Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург

Северюхин Алексей Павлович

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Сектора №1 структуры ядра, Научный отдел теории атомного ядра, Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

Ведущая организация:

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, г. Москва

Защита состоится 28 июня 2022 г. в 16 ч. 30 мин. на заседании диссертационного совета Д 520.009.03 на базе Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» по адресу: 123182, г. Москва, пл. Академика Курчатова, д.1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЦ «Курчатовский институт» и на сайте <https://www.nrcki.ru>.

Автореферат разослан «___» _____ 2022 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 520.009.03,
доктор физ.-мат. наук, доцент

Барб-с

А.Л. Барабанов

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Для надежного предсказания свойств ядер на современном уровне микроскопической теории ядра необходимо выполнение как минимум двух условий. Во-первых, следует использовать подход с самосогласованием между средним полем и эффективным взаимодействием, в котором среднее поле ядра определяется первой производной функционала по ядерной плотности, а эффективные частично-дырочное (ph) и частично-частичное (pp -) взаимодействия являются второй производной этого же функционала. Это позволяет использовать только один набор параметров для расчетов эффективного взаимодействия и среднего поля, что принципиально улучшает предсказательную силу теории. Одним из таких подходов, показавших высокую эффективность в расчетах основных характеристик ядра и описании фотоядерных реакций является теория энергетического функционала плотности (ЭФП). Во-вторых, необходимо учитывать одночастичный континуум, что особенно важно для описания ядер с малыми энергиями отрыва.

К этим условиям также необходимо добавить учет квазичастично-фононного взаимодействия (КФВ). Эта проблема долгое время изучалась в рамках нескольких основных подходов: теории ядерных полей (ТЯП) Бора-Моттельсона, квазичастично-фононной модели (КФМ) В.Г. Соловьева, в последние годы широкое развитие получили методы, основанные на теории конечных Ферми-систем (ТКФС) А.Б. Мигдала – самосогласованная ТКФС, приближение временной блокировки (ПВБ), квазичастичное (КПВБ) и релятивистское (РКПВБ). Следует отметить, что в специальном выпуске Европейского Физического Журнала А (EPJA) за 2019 год «Giant, Pigmy, Pairing Resonances and Related Topics» представлено 30 статей, большинство из которых рассматривают роль КФМ в ядрах.

После первого издания книги А.Б. Мигдала в 1965 г. его подход, основанный на формализме квантовой теории многих тел, получил значительное развитие. Принципиальное значение теории конечных ферми-систем (ТКФС) состояло во введении в теорию ядра очень плодотворного аппарата квантовых функций Грина (ФГ), позволяющего более просто и полно описывать квантовые процессы, и учесть большое число эффектов. Важнейшие результаты следующего этапа — это развитие самосогласованного подхода, основанного на методе ЭФП Фаянса и развитие теории квазичастично-фононного взаимодействия (КФВ) в рамках квантовой теории ангармонических эффектов. Последовательный метод изучения ангармонических эффектов в ядрах в рамках метода квантовых функций Грина был развит в работах В.А. Ходеля и Э.Е. Саперштейна. Этот метод активно применялся для расчетов характеристик основного и низколежащих состояний. Во всех этих случаях самосогласованная схема основывалась на методе энергетического функционала плотности Фаянса DF3-а. Для расчета фононов в них использовался обычный метод хаотических фаз (МХФ) для магических ядер или квазичастичный МХФ (КМХФ) для ядер со спариванием. В работах по расчету основных характеристик ядра, сделанных в рамках данного метода, в частности, отмечалось большое значение трехквазичастичных корреляций в основном состоянии (КОС). Однако самосогласованная ТКФС не применялась и не развивалась для области энергий пигми- и гигантского мультипольного резонансов (ПДР и ГМР).

Ангармонические эффекты, которые количественно изучались в ядерной физике низких энергий, т.е. при энергиях возбуждения до 30-40 МэВ можно разделить на два

вида: эффекты второго и третьего порядка по амплитуде рождения фонона g , если изучается относительно слабый ангармонизм, когда существует малый параметр по амплитуде рождения фонона g . Ангармонические поправки g^2 и g^3 уже изучались ранее для магических ядер и ядер со спариванием в рамках КФМ Соловьева, например, расчет вероятностей переходов между возбужденными однофононными состояниями, для которых сегодня получено огромное количество экспериментальных данных. Согласие с экспериментом в некоторых расчетах было получено благодаря дополнительному учету смешивания между одно- и двухфононными компонентами волновых функций изучаемых низколежащих состояний. В этих работах не учитывались вышеупомянутые КОС. Сравнительный анализ E1- и E2-переходов между однофононными изоскалярными состояниями представляет интерес, прежде всего, из-за того, что E1 и E2 операторы перехода имеют соответственно изовекторную и изоскалярную природу. Поэтому такие E1-переходы запрещены, а E2-переходы разрешены в модели идеальных бозонов. Экспериментально это подтверждается тем, что вероятности таких E1-переходов на несколько порядков величины меньше, чем вероятности E2-переходов. В случае, если микроскопическое описание этих двух различных по физической природе переходов будет достаточно точным, мы можем полагать что наш метод в целом хорошо описывает низколежащие состояния и переходы между ними. Ранее в рамках нашего метода осуществлялись только расчеты такого E2-перехода в ядре ^{208}Pb на основе несамосогласованной ТКФС. Поэтому первой главной задачей было выполнить аналогичный расчет в рамках самосогласованной ТКФС, обобщить метод на ядра со спариванием, исследовать роль новых эффектов и попытаться проверить в рамках нашего метода необходимость использования предположений о примешивании двухфононных компонент к низколежащим однофононным состояниям. Второй главной задачей было применение развитого метода к описанию ангармонических эффектов третьего порядка. Сегодня имеется большое количество экспериментальных данных в этой области, в частности, это величины вероятностей переходов между двухфононным и однофононным возбужденными состояниями для полумагических ядер. Поэтому для этой характеристики было решено получить последовательное микроскопическое описание в рамках метода ФГ и исследовать новые четырехквaziчастичные КОС, которые появляются в этой задаче.

Таким образом, к настоящему моменту существует последовательный самосогласованный метод, позволяющий хорошо описывать низколежащие возбужденные состояния. Однако в области пигми- и гигантских мультипольных резонансов имеется заметное отставание в использовании последовательных самосогласованных микроскопических методов, основанных на методе ФГ. Именно эта область представляет интерес в первую очередь для астрофизики и атомной энергетики. Соответствующая информация необходима для огромного числа ядер, большая часть которых сильно удалена от долины стабильности, и не поддается феноменологическому описанию. Имеющиеся микроскопические методы в свете новой экспериментальной информации также вызывают множество вопросов, такие как необходимость единообразного объяснения радиационной силовой функции (РСФ), важнейшей величины, необходимой для описания любых фотоядерных реакций, и ее загиба в области энергий 1-3 МэВ, описание M1 резонанса, и, что наиболее важно, описание тонкой структуры ПДР и ГМР. Эти обстоятельства, вкупе с хорошим описанием низколежащих состояний в рамках нашего метода обусловили третью главную задачу настоящей работы – разработать метод, основанный на самосогласованной ТКФС, который позволит работать во всем энергетическом диапазоне, с учетом эффектов КФВ не только в

частично-дырочном пропагаторе, но и в иных величинах, содержащих ФГ-формализм. Сюда относятся динамические эффекты тэдпола, введенные в самосогласованной ТКФС, где рассматривались статические эффекты тэдпола, и учет других неизученных эффектов, которые естественно появляются при последовательном применении аппарата ФГ. Как показали расчеты в рамках других подходов, необходимо учитывать не только сложные $1p1h$ фонон конфигурации, но и двухфононные конфигурации. Это сильно усложняет нашу задачу.

Целью диссертационной работы является развитие и применение самосогласованной ТКФС для анализа ангармонических эффектов 2-го и 3-го порядка в ядрах, формулировка и анализ обобщенного уравнения для основной величины ТКФС – вершины в области энергий ПДР и ГМР.

Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие **задачи**:

1. Рассчитать $E1$ - переходы между возбужденными состояниями в магических и полу-магических ядрах, и такие же $E2$ -переходы в магических ядрах, сравнить с имеющимися экспериментальными данными, выяснить роль трехквaziчастичных корреляций в основном состоянии (КОС) в этих переходах

2. Изучить специфику спаривания в этих задачах

3. Изучить принципиальную возможность оценки правильности описания фононов в рамках МХФ путем добавления связи фонона с тэдполом

4. Обобщить квантовую теорию ангармонических эффектов 3-го порядка на ядра со спариванием, изучить возможность появления четырехквaziчастичные КОС

5. Сформулировать и проанализировать варианты обобщенного уравнения для вершины в области энергий ПДР и ГМР с последовательным учетом $g2$ -поправок к вершине

6. Выяснить возможность появления и выполнить первичный анализ динамических эффектов тэдпола и других новых эффектов в этих вариантах

Методы исследований

В работе последовательно используется современный формализм ядерной теории многих тел и метод квантовых функций Грина. Исходной базой для развития была самосогласованная теория конечных ферми-систем и ее основное понятие – вершина (эффективное поле), которая описывает поляризуемость ядра под действием внешнего поля. Рассмотрены ангармонические эффекты второго и третьего порядков и обобщение уравнения для вершины на область энергий пигми- и гигантских мультипольных резонансов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Показано, что величина приведенных вероятностей $E2$ -переходов между низколежащими однофононными состояниями в магических ядрах и $E1$ -переходов между низколежащими однофононными состояниями как в магических, так и в полумагических ядрах определяется суммой ($E2$) или разностью ($E1$) двух количественно больших эффектов — поляризуемостью ядра и трехквaziчастичными корреляциями в основном состоянии. Получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными [1, 9].

2. В рамках квантовой теории многих тел выполнен общий анализ ангармонических эффектов 3-го порядка как для магических ядер, так и для ядер со спариванием и предсказано существование новых эффектов [2-5].

3. Выполнено последовательное обобщение самосогласованной Теории Конечных Ферми Систем на область энергий пигми- и гигантских резонансов с целью вывода обобщенного уравнения для вершины, которая определяет поляризуемость ядра. Получены три варианта такого уравнения, которые, кроме $1p1h$ -конфигураций, содержат либо только сложные $1p1h \otimes$ фонон, либо $(1p1h \otimes \text{фонон} + \text{двухфононные})$ – конфигурации [6,7,8].

Научная новизна:

1. Впервые показано что для задач о вероятностях $E1$ - и $E2$ -переходов между низколежащими однофононными состояниями в магических и в полу-магических ядрах нельзя объяснить экспериментальные данные без учета эффектов трехквaziчастичных корреляций в основном состоянии

2. Получена универсальная формула для приведенного матричного элемента перехода между низколежащими однофононными состояниями как для магических ядер, так и для ядер со спариванием, которая описывает и статические электромагнитные моменты фононов, и переходы между однофононными состояниями. Расчеты показали, что специфика вышеуказанной задачи в ядрах со спариванием состоит в том, что слагаемые с аномальными функциями Грина составляют около половины величины полной амплитуды перехода

3. Предсказано существование новых эффектов, в частности, четырехквaziчастичных корреляций в основном состоянии и совместного эффекта тэдпола и трехквaziчастичных корреляций в основном состоянии

4. Впервые в рамках метода функций Грина выполнено обобщение квантовой теории ангармонических эффектов 3-го порядка на ядра со спариванием, рассмотрен частный случай перехода между двух-фононным и одно-фононным состояниями, получены и проанализированы четырехквaziчастичные корреляции в основном состоянии

5. В области энергий пигми- и гигантских резонансов выведены и проанализированы новые уравнения для вершины, которые содержат предыдущие частные случаи и новые эффекты:

1). Динамические эффекты тэдпола

2). Эффекты изменения эффективного взаимодействия в поле фонона.

3). Новые корреляции в основном состоянии

4) Фонон-обменные взаимодействия в частично-дырочных и частично-частичных каналах

5). (Впервые в ТКФС) двухфононные- конфигурации

Практическая значимость. Развитые методы необходимы для объяснения имеющихся и будущих экспериментальных данных для основного состояния и возбуждений в ядрах в области энергии отделения нейтрона, а также для объяснения новых данных и тонкой структуры в области энергий ПДР и ГДР. Метод предоставляет базу для последовательного микроскопического расчета характеристик ядер, необходимых для развития астрофизики и атомной энергетики.

Достоверность. Использовался последовательный самосогласованный микроскопический подход на основе теории ЭФП, с единым для всех ядер (кроме легких) хорошо известным набором параметров Фаянса DF3-а, подтвержденный многочисленными расчетами других авторов. Полученные в рамках данной работы величины хорошо описывают экспериментальные данные и согласуются с частными случаями известных микроскопических подходов.

Апробация результатов исследования. Основные результаты работы докладывались на конференциях:

1. «RESULTS OF THE MICROSCOPIC SELF-CONSISTENT THEORY OF QUASIPARTICLE-PHONON INTERACTION IN NUCLEI» - Международная научная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (ЯДРО-2018), Воронеж.

2. «SECOND- AND THIRD - ORDER ANHARMONIC EFFECTS WITHIN THE QUANTUM MANY-BODY THEORY» - 15-ый Международный семинар по электромагнитным взаимодействиям ядер (ЕМИН-2018), Москва.

3. «ANHARMONIC EFFECTS IN THEORY OF FINITE FERMI- SYSTEMS» - Международный семинар "Infinite and Finite Nuclear Matter" (INFINUM-2019) (Дубна)

4. «SELF-CONSISTENT CALCULATIONS OF TRANSITIONS BETWEEN THE FIRST ONE-PHONON 2+ AND 3- STATES IN SN ISOTOPES» - LXX Международная конференция «Ядро–2020. Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии» (NUCLEUS-2020), Санкт-Петербург.

5. «ON THE MICROSCOPIC PYGMY- AND GIANT RESONANCES THEORY ACCOUNTING FOR COMPLEX 1P1H \otimes PHONON CONFIGURATIONS» - LXX Международная конференция «Ядро–2020. Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии» (NUCLEUS-2020), Санкт-Петербург.

6. «THE ROLE OF SPIN-SPIN FORCES IN CALCULATIONS OF TRANSITION PROBABILITIES BETWEEN THE FIRST ONE-PHONON STATES» - LXXI Международная конференция «Ядро–2021. Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии» (NUCLEUS-2021), Санкт-Петербург.

7. «MICROSCOPIC THEORY OF PYGMY- AND GIANT RESONANCES: ACCOUNTING FOR COMPLEX 1P1H \otimes PHONON AND TWO-PHONON CONFIGURATIONS» - LXXI Международная конференция «Ядро–2021. Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии» (NUCLEUS-2020), Санкт-Петербург.

Личный вклад. Автор принимал активное участие в разработке теоретического подхода. Написал ряд программ для расчета вероятностей ЕL-переходов, выполнял расчеты и интерпретировал результаты, участвовал в написании статей по полученным результатам.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и 5 приложений. Полный объем диссертации составляет 129 страниц, 10 включая 28 рисунков и 7 таблиц. Список литературы содержит 96 наименований.

Содержание работы

Во **введении** показана актуальность темы данной диссертационной работы, приведен обзор научной литературы по данной тематике, поставлены цель и задачи диссертационной работы, сформулированы научная новизна и практическая значимость работы.

Первая глава содержит изложение основных уравнений Теории Конечных Ферми Систем(ТКФС) и особенностей метода Энергетического Функционала Плотности(ЭФП) Фаянса, использовавшихся для вывода всех основных формул и расчета характеристик электромагнитных моментов.

Очень часто мы символически записываем наши формулы, большая часть которых представляется в виде диаграмм Фейнмана, так что окончательные формулы могут быть легко получены.

В разделе 1.1 описаны основные формулы стандартной ТКФС, описывающей ядро в рамках квантовой теории многих тел в формализме функций Грина, описывается теория возмущений по малой величине $\alpha \sim g^2$ -квадрату амплитуды рождения фонона.

В разделе 1.2 сформулирован метод «тэдпола», описывающий вклад КФВ и позволяющий в рамках g^2 -приближения учесть последовательно все g^2 – члены в расчете массового оператора (здесь и далее g – безразмерная амплитуда рождения фонона).

В разделе 1.3 приведено описание метода ЭФП Фаянса, который используется во всех решаемых нами задачах для построения одночастичного базиса и расчетов эффективного ядерного взаимодействия. Представлен набор параметров функционала DF3-а, выбор данного набора обоснован большим количеством работ, показавших высокую точность описания в близких по механизмам задачах, таких как вычисление зарядовых радиусов и моментов ядер.

Вторая глава посвящена анализу и численному расчету ангармонических эффектов второго и третьего порядков по амплитуде рождения фонона в магических и полумагических ядрах.

В разделе 2.1 приводится краткое введение в историю вопроса.

В разделе 2.2 выводятся формулы для расчета амплитуд EL переходов в состояния с двумя фононами в магических ядрах. Приведены результаты расчетов для E1 и E2 переходов между первыми 5^- , 3^- и 2^+ уровнями в ядрах ^{208}Pb и ^{132}Sn . Одночастичный базис рассчитывался на основе метода ЭФП Фаянса с хорошо известным набором параметров DF3-а.

Получено аналитическое и графическое выражение для расчета амплитуды перехода в состояние с двумя фононами в магическом ядре, обеспечивающее дальнейший расчет вероятности перехода между возбужденными однофононными состояниями, или, в частном диагональном случае позволяющее рассчитывать мультипольные моменты ядра в однофононном состоянии.

Полученное выражение для приведенной вероятности перехода $I_s \rightarrow I_{s'}$ с энергией $\omega = \omega_s - \omega_{s'}$ имеет вид:

$$B(EL) = \frac{1}{2I_s+1} |\langle I_s | M_L | I_{s'} \rangle|^2, \quad (1)$$

где

$$\langle I_s | M_L | I_{s'} \rangle = \sum_{123} \left\{ \begin{matrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{matrix} \right\} V_{12} g_{31}^s g_{23}^{s'} [A_{123}^{(1)}(\omega_s, \omega_{s'}) + A_{213}^{(1)}(-\omega_{s'}, -\omega_s)], \quad (2)$$

а сумма пропагаторов описывается следующим выражением:

$$\begin{aligned}
 & [A_{123}^{(1)}(\omega_s, \omega_{s'}) + A_{213}^{(1)}(-\omega_{s'}, -\omega_s)] = \\
 & = [(1 - n_1)(1 - n_2)n_3 - n_1n_2(1 - n_3)] \times \left(\frac{1}{(\varepsilon_{31} - \omega_s)(\varepsilon_{32} - \omega_{s'})} + \frac{1}{(\varepsilon_{31} + \omega_s)(\varepsilon_{32} + \omega_{s'})} \right) \\
 & + [n_1(1 - n_2)(1 - n_3) - (1 - n_1)n_2n_3] \times \frac{2(\varepsilon_{12}\varepsilon_{13} + \omega\omega_{s'})}{(\varepsilon_{12}^2 - \omega^2)(\varepsilon_{13}^2 - \omega_{s'}^2)} \\
 & + [(1 - n_1)n_2(1 - n_3) - n_1(1 - n_2)n_3] \times \frac{2(\varepsilon_{21}\varepsilon_{23} - \omega\omega_{s'})}{(\varepsilon_{21}^2 - \omega^2)(\varepsilon_{23}^2 - \omega_{s'}^2)}. \tag{3}
 \end{aligned}$$

Здесь $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_i - \varepsilon_j$ – разность энергий уровней одночастичного базиса, нижние индексы представляют собой наборы квантовых чисел $l=(n_1, j_1, l_1, m_1)$.

Получен и обсуждается новый (для динамической задачи, т.е. $\omega \neq 0$) эффект – трехквaziчастичные КОС, названные по аналогии с двухквaziчастичными корреляциями, возникающими в рамках классического МХФ. В методе ФГ разнообразные КОС появляются из-за наличия двух слагаемых в одночастичной и однофононной функциях Грина, например, в одночастичной ФГ:

$$G_1(\varepsilon) \equiv G_1^p + G_1^h = \frac{1 - n_1}{\varepsilon - \varepsilon_1 + i\gamma} + \frac{n_1}{\varepsilon - \varepsilon_1 - i\gamma}. \tag{4}$$

Выражение для пропагатора $A_{123}(\omega) = \int (G_1^p + G_1^h)(G_2^p + G_2^h)(G_3^p + G_3^h)$ содержит сумму из 6 интегралов. При этом первая строка полного выражения для пропагатора характерна тем, что частицы 1 и 2 в вершине V_{12} обе находятся либо ниже либо выше поверхности ферми (эта часть получается в КФМ). В то время как члены, входящие в КОС (третья и четвертая строки в формуле (3), содержащие члены со знаменателем $(\varepsilon_{12}^2 - \omega^2)$, т.е. включающими энергию поля $V(\omega)$), содержат комбинацию частиц находящихся по разные стороны от поверхности Ферми. При этом, в отличие от двухквaziчастичных КОС в RPA методе, трехквaziчастичные КОС, как оказалось, обеспечивают около 50% результирующей величины амплитуды перехода.

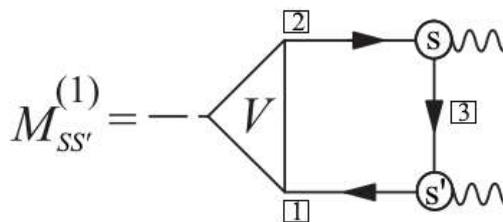


Рисунок 1. Амплитуда перехода в состояния с двумя фононами в ядрах без спаривания. V – вершина, основное понятие ТКФС, определяющее поляризуемость ядра, пунктир – внешнее поле с энергией ω , s и s' –фононы, стрелками обозначены одночастичные функции Грина

Вычисления проводились для дважды магических изотопов ^{132}Sn и ^{208}Pb . В разделе также приведены результаты расчета характеристик фононов и среднего поля. При вычислении вероятностей переходов между возбужденными состояниями использовался последовательный самосогласованный расчет амплитуды рождения фононов и среднего поля. Но для оценки эффекта поляризуемости был также выполнен расчет с оценкой среднего поля через эффективные заряды: $V_{\text{эфф}} = e_{\text{эфф}}V_0$,

где $e_{эфф} = e_q * e_{пол}$, а $e_{пол}^p(E1) = e_{пол}^n(E1) = (1 + \chi)$,
 $e_{пол}^p(E2) = (1 + \chi)$; $e_{пол}^n(E2) = \chi$, $\chi(E1) = -0.7$, $\chi(E2) = 0.6$. (5)

Полученные результаты для фононов, вершины и приведенных вероятностей в двух ядрах без спаривания приведены в табл. 1 и на рис. 2

Ядро	Уровень	ω_{exp} (МэВ)	ω_{th} (МэВ)	$B(EL)_{exp}(e^2 фМ^{2L})$	$B(EL)_{th}(e^2 фМ^{2L})$
^{132}Sn	2 ⁺	4.041	4.327	$1.396 \cdot 10^3$	$1.03 \cdot 10^3$
	3 ⁻	4.351	4.572	$> 5.071 \cdot 10^4$	$1.29 \cdot 10^5$
	5 ⁻	4.942	5.884	—	$2.269 \cdot 10^7$
^{208}Pb	2 ⁺	4.085	4.747	$3.18 \cdot 10^3$	$1.89 \cdot 10^3$
	3 ⁻	2.614	2.684	$6.12 \cdot 10^5$	$7.09 \cdot 10^5$
	5 ⁻	3.197	3.306	$4.47 \cdot 10^8$	$2.97 \cdot 10^8$

Таблица 1. Характеристики однофоновных состояний магических изотопов олова и свинца.

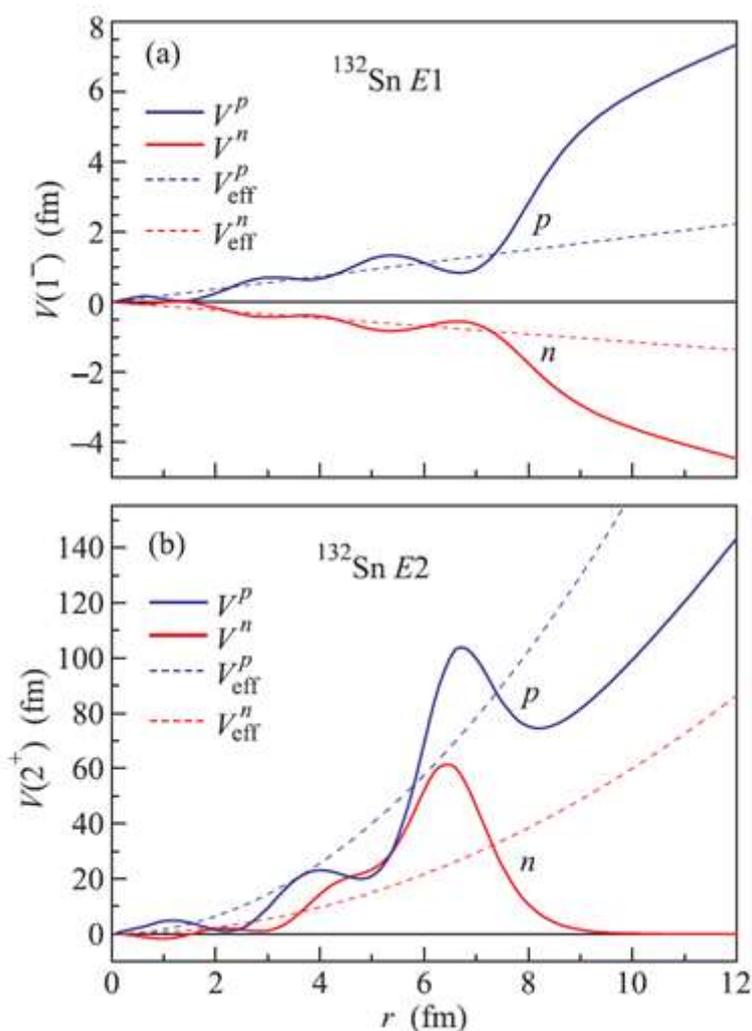


Рисунок 2. Вершины $V(r)$ для E1(a) и E2(b) переходов в ^{132}Sn , рассчитанные в самосогласованной ТКФС(сплошные кривые) и с использованием оценок по формуле (5).

В таблице 2 приведены результаты расчетов без новых КОС и с оценкой эффекта поляризуемости через эффективные заряды. Отмечено, что хорошее согласие с экспериментом получено в полностью самосогласованном подходе, причем для E1

перехода результат обусловлен разностью двух больших эффектов – эффекта поляризуемости и учета КОС.

EL	Переход	Ядро	КОС = 0 $V = e_q V_0$	КОС \neq 0 $\epsilon_{\text{эф}} \neq 0$	КОС = 0 $V \neq 0$	КОС \neq 0 $V \neq 0$	Эксп.
1	2	3	4	5	6	7	8
$E1 \downarrow$	$3_1^- \rightarrow 2_1^+$	^{132}Sn	$7.6 \cdot 10^{-4}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$6.9 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$> 2.8 \cdot 10^{-4}$ $(7.9 \pm 2.7) \cdot 10^{-4}$
	$2_1^+ \rightarrow 3_1^-$	^{208}Pb	$2.45 \cdot 10^{-4}$	$8.19 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^{-5}$	$9.5 \cdot 10^{-4}$	
$E2 \downarrow$	$5_1^- \rightarrow 3_1^-$	^{132}Sn	$3.28 \cdot 10^{-3}$	7.79	13.8	25.7	24.3 ± 1.2
	$5_1^- \rightarrow 3_1^-$	^{208}Pb	19.35	36.21	46.0	18.8	27.9 ± 1.5

Таблица 2. Приведенные вероятности переходов $B(EL) \downarrow, e^2 \text{fm}^{2L}$

(экспериментальные данные – <http://www.nndc.bnl.gov/endsf/>). В колонке 4 приведены результаты расчетов без новых КОС и поляризуемости ядра, в колонке 5 - КОС \neq 0 и с оценкой поляризуемости по формулам (5), в колонке 6 – с КОС=0 и учетом поляризуемости через решение уравнения для вершины, окончательные результаты показаны в колонке 7.

Отличие результатов нашей модели и КФМ состоит в наличии КОС-члена.

В разделе 2.3 самосогласованный метод ТКФС обобщен для случая ядер со спариванием.

Аналогично предыдущему параграфу, выведено графическое выражение для амплитуды перехода

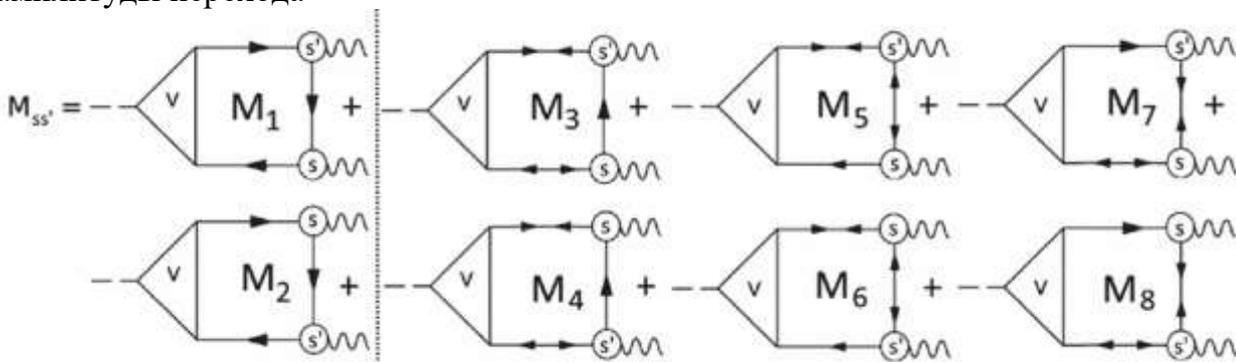


Рисунок 3. Амплитуда перехода в ядрах с учетом спаривания.

Двойные стрелки обозначают аномальные ФГ.

Полученное выражение включает в себя как частный случай описание мультипольных моментов и вероятностей перехода между возбужденными состояниями как для магических, так и для полумагических ядер.

Выведена формула для приведенной вероятности перехода между возбужденными однофононными состояниями $I_s \rightarrow I_{s'}$ с энергией $\omega = \omega_{s'} - \omega_s$:

$$B(EL) = \frac{1}{I_s + 1} | \langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle |^2, \quad (6)$$

где приведенный матричный элемент $\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle$ определяется выражением:

$$\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle = \sum_{123} \left\{ \begin{matrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{matrix} \right\} V_{12} g_{31}^s g_{23}^{s'} [A_{123}^{(12)} + A_{123}^{(34)} + (-1)^{L+I_s} A_{123}^{(76)} + (-1)^{L+I_{s'}} A_{123}^{(58)}], \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
A_{123}^{(12)} &= A_{123}^{(1)} + A_{123}^{(2)} = \frac{2(E_{13}E_{23} + \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} (u_1^2 u_2^2 v_3^2 - v_1^2 v_2^2 u_3^2) + \\
&\frac{2(E_{32}E_{12} + \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} (u_1^2 v_2^2 u_3^2 - v_1^2 u_2^2 v_3^2) + \frac{2(E_{31}E_{21} - \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} (v_1^2 u_2^2 u_3^2 - u_1^2 v_2^2 v_3^2) \\
A_{123}^{(34)} &= A_{123}^{(3)} + A_{123}^{(4)} = \\
&= \frac{\Delta_1 \Delta_2}{4E_1 E_2} (u_3^2 - v_3^2) \left(\frac{2(E_{13}E_{23} + \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \frac{2(E_{32}E_{12} + \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} \right. \\
&\quad \left. + \frac{2(E_{31}E_{21} - \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} \right) \\
A_{123}^{(76)} &= A_{123}^{(7)} + A_{123}^{(6)} = \\
&= \frac{\Delta_1 \Delta_3}{4E_1 E_3} (u_2^2 - v_2^2) \left(\frac{2(E_{13}E_{23} + \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \frac{2(E_{32}E_{12} - \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} \right. \\
&\quad \left. + \frac{2(E_{31}E_{21} + \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} \right) \\
A_{123}^{(34)} &= A_{123}^{(3)} + A_{123}^{(4)} = \\
&= \frac{\Delta_2 \Delta_3}{4E_2 E_3} (u_1^2 - v_1^2) \left(\frac{2(E_{13}E_{23} + \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \frac{2(E_{32}E_{12} - \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} \right. \\
&\quad \left. + \frac{2(E_{31}E_{21} + \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} \right). \tag{8}
\end{aligned}$$

Проведено сравнение с аналогичной задачей, решенной в рамках КФМ-модели, выделен вклад эффектов КОС (в формуле (8) они представлены членами, имеющими знаменатели, включающие энергию поля: $(E_{12}^2 - \omega^2)$), который, как оказалось, составляет более половины величины амплитуды перехода M .

Расчеты проводились для ряда полумагических изотопов Sn. Для вершины и фононов решалось самосогласованное уравнение. Эти результаты представлены на рис. 4 и в табл. 3. Самосогласование обеспечено за счет метода ЭФП Фаянса, с набором параметров DF3-а. При расчете амплитуд рождения фононов использовалось разложение на компоненты со спинами $s=0$ и $s=1$:

$$g_s = g_{s0}(r)T_{ss0}(\mathbf{n}, \alpha) + g_{s1}(r)T_{ss1}(\mathbf{n}, \alpha). \tag{9}$$

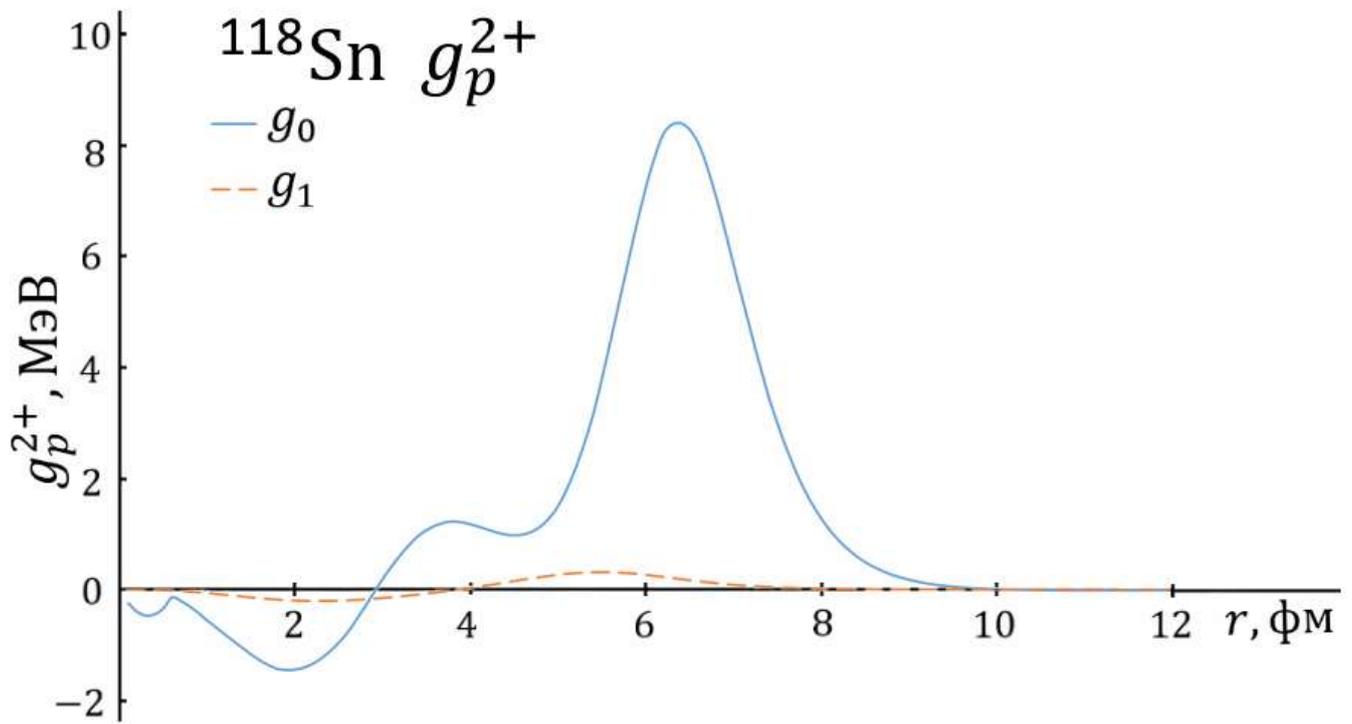


Рисунок 4. Протонная составляющая амплитуды рождения 2^+ фонона $g(r)$ в ^{118}Sn , рассчитанная в самосогласованной ТКФС. Непрерывная линия соответствует составляющей со спином 0, штриховая – составляющей со спином 1 (см. формулу 9).

Ядро	ω_3	ω_3^{exp}	$B\uparrow(E3)$	$B\uparrow(E3)^{exp}$	ω_2	ω_2^{exp}	$B\uparrow(E2)$	$B\uparrow(E2)^{exp}$	ω_L	ω_L^{exp}
^{118}Sn	3.072	2.324	0.106	0.115(10)	1.217	1.229	0.172	0.208(9)	1.855	1.095
^{120}Sn	3.069	2.400	0.112	0.115(15)	1.241	1.171	0.152	0.200(4)	1.828	1.229
^{122}Sn	3.112	2.492	0.107	0.092(10)	1.290	1.140	0.158	0.192(4)	1.822	1.352
^{124}Sn	3.208	2.602	0.103	0.073(10)	1.350	1.131	0.147	0.165(6)	1.858	1.471

Таблица 3. Характеристики однофононных состояний в изотопах Sn: энергии (МэВ) первых 3^- (ω_3), 2^+ (ω_2) состояний и E1 переходов (ω_L) между ними, приведенные вероятности переходов $B(EL)\uparrow(e^2b^L)$. Экспериментальные данные: R.H. Spear, Atomic Data and Nuclear Data Tables 42, 55 (1989).

Получено достаточно хорошее согласие с экспериментом для характеристик 2^+ и 3^- - фононов, особенно для величин $B(EL)$. В таблице 4 приведены расчеты вероятностей переходов между возбужденными 3^- и 2^+ -состояниями без учета «спиновой» составляющей амплитуды рождения фонона. Получено хорошее описание для всех изучаемых изотопов.

1	2	3	4	5	6
Ядро	$V = e_q V^{(0)}$ КОС=0	$V = V_{pol.}$ КОС=0	$V = e_q V^{(0)}$ КОС \neq 0	$V = V_{pol.}$ КОС \neq 0	Эксп.
^{118}Sn	0,00044	0,00011	0,00939	0,00202	$0,0017 \pm 0,0004$
^{120}Sn	0,00044	0,00012	0,00901	0,00199	$0,0020 \pm 0,0001$
^{122}Sn	0,00047	0,00014	0,00899	0,00199	$0,0018 \pm 0,0002$
^{124}Sn	0,00041	0,00012	0,00785	0,00180	$0,0020 \pm 0,0002$

Таблица 4. Приведенные вероятности $V(E1)$, $e^2\text{фм}^2$, переходов между первыми 3^- и 2^+ уровнями в изотопах олова. В колонке 2 приведены результаты расчетов без учета поляризуемости и без КОС; в колонке 3 – с поляризуемостью, но без КОС; в колонке 4 – без поляризуемости, но с КОС; окончательные результаты приведены в колонке 5. Экспериментальные данные: Л.И. Говор, А.М. Демидов, О.К. Журавлев, И.В. Михайлов, Е.Ю. Шкуратова, ЯФ 54, 330 (1991).

Так же как и ранее, в дополнение к полностью самосогласованному расчету (столбец 5) выполнен расчет для случая отсутствия поляризуемости (столбец 4), для случая отсутствия КОС (столбец 3) и для случая отсутствия обоих эффектов. Как и в магических ядрах, результат определяется разностью эффектов поляризуемости и учета КОС, каждый из которых по отдельности составляет более половины величины амплитуды перехода M .

Получено, что учет спаривания в данной задаче оказался критически важен, так как вклад графиков со спариванием, а именно вклад суммы A^{58} сопоставим с вкладом основной части A^{12} , и при этом имеет противоположный знак из-за индивидуальной фазы.

Проведено исследование для определения значимости «спиновой» составляющей g_{s1} амплитуды рождения фононов (9), так как ранее она не учитывалась в расчетах всвязи с малостью вклада в нормировку. Учет составляющей со спином $s=1$ требует усложнения формулы для амплитуды перехода. Новая формула получена и проведенные расчеты показали, что учет «спиновой» составляющей амплитуды рождения фонона в текущей форме не оказывает значительного влияния на исследуемую величину приведенной вероятности однофононных переходов.

В разделе 2.4 выполнен анализ ангармонизмов третьего порядка по амплитуде рождения фонона для магических и полумагических ядер.

Получена и проанализирована полная формула для амплитуды перехода, позволяющая рассчитывать эффекты третьего порядка. Для ангармонизмов третьего порядка в ядрах без спаривания выведено выражение для амплитуды перехода в состоянии с тремя фононами $M^{(3)}$, которое показано в диаграммном виде на рис. 5. Эти графики содержат естественное обобщение случая ангармонических поправок 2-го порядка (1, 4, 5 графики) и новые слагаемые, содержащие амплитуду рождения двух фононов (2 и 3 графики). Можно думать что третий четвертый и пятый графики на рис. 5, содержащие δF и $\delta_1 \delta_2 F$, дают малый вклад. Второй график на рис. 5 с g_{12} , который содержит эффекты фононного тэдпола, насколько мы знаем нигде не обсуждался, и в

дальнейшем для нашей задачи с тремя фононами мы рассматриваем только первый график с четырьмя ФГ на рис. 5.

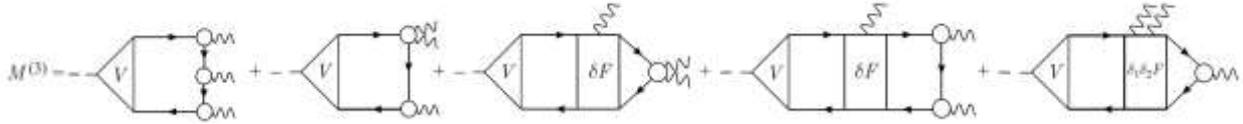


Рисунок 5. Графическое выражение для амплитуды перехода в состояние с тремя фононами в задаче ангармонизмов третьего порядка в ядрах без спаривания. Здесь и в дальнейшем прямоугольники с $\delta F \equiv \delta^1 F$ и с $\delta^1 \delta^2 F$ означают вариации эффективного взаимодействия F в поле одного или двух фононов.

Для задачи со спариванием выведена соответствующая формула для вероятности перехода между двухфононным и однофононным состояниями. Для ее анализа в первом приближении были опущены графики с δU , так как их взнос предположительно мал, но их учет в несколько раз увеличивает сложность задачи. Как и в случае с задачей об ангармонизмах второго порядка, полученная в результате анализа (в нашем случае 48 графиков) формула включает в себя часть полностью аналогичную решению данной задачи сделанному в рамках КФМ, и содержит значительное количество новых членов – четырехквазичастичных корреляций в основном состоянии. КОС в данном случае обусловлены той же механикой аппарата ФГ, что и в случае ангармонизмов второго порядка, т.е. образуются вследствие перемножения четырех одночастичных ФГ G , например

$$A_{1234}^{(1)} = \int G_1(\varepsilon)G_2(\varepsilon - \omega)G_3(\varepsilon - \omega_1)G_4(\varepsilon - \omega + \omega_2)d\varepsilon. \quad (10)$$

Потому их число относительно остальных членов выражения значительно увеличивается с увеличением числа ФГ в пропагаторе A (10). Причем в данном случае образуются КОС двух видов, а именно простые четырехквазичастичные КОС с коэффициентами Боголюбова $u^2 u^2 v^2 v^2$, аналогичные по структуре трехквазичастичным КОС, и несколько новых членов с коэффициентами Боголюбова $u^2 v^2 v^2 v^2$ и $v^2 u^2 u^2 u^2$, описывающих конфигурации с 1 квазичастицей над ферми барьером, и тремя под ним. Такие КОС-члены содержит 2 слагаемых вида $u^2 u^2 v^2 v^2$ и 4 слагаемых с $u^2 v^2 v^2 v^2$ и $v^2 u^2 u^2 u^2$ конфигурациями (см. формулу 11):

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{(E_{14} + \omega_2 - \omega)(E_{23} + \omega_1 - \omega)(E_{34} + \omega_4)} + \frac{1}{(E_{14} - \omega_2 + \omega)(E_{23} - \omega_1 + \omega)(E_{34} - \omega_4)} + \right. \\ & \left. \frac{1}{(E_{14} + \omega_2 - \omega)(E_{23} + \omega_1 - \omega)(E_{12} - \omega)} + \frac{1}{(E_{14} - \omega_2 + \omega)(E_{23} - \omega_1 + \omega)(E_{12} + \omega)} \right) \cdot \\ & [u_1^2 v_2^2 u_3^2 v_4^2 - v_1^2 u_2^2 v_3^2 u_4^2 + b_{1234}] + \\ & \left(\frac{1}{(E_{14} + \omega_2 - \omega)(E_{23} + \omega_1 - \omega)(E_{24} + \omega_2)} + \frac{1}{(E_{14} - \omega_2 + \omega)(E_{23} - \omega_1 + \omega)(E_{24} - \omega_2)} + \right. \\ & \left. \frac{1}{(E_{14} + \omega_2 - \omega)(E_{23} + \omega_1 - \omega)(E_{13} + \omega_1)} + \frac{1}{(E_{14} - \omega_2 + \omega)(E_{23} - \omega_1 + \omega)(E_{13} - \omega_1)} \right) \cdot \\ & [u_1^2 u_2^2 v_3^2 v_4^2 - v_1^2 v_2^2 u_3^2 u_4^2 + b_{1234}] + \\ & \left(\frac{1}{(E_{14} - \omega_2 + \omega)(E_{12} + \omega)(E_{13} + \omega_1)} + \frac{1}{(E_{14} + \omega_2 - \omega)(E_{12} - \omega)(E_{13} - \omega_1)} \right) \cdot [u_1^2 v_2^2 v_3^2 v_4^2 - v_1^2 u_2^2 u_3^2 u_4^2 + b_{1234}] + \\ & \left(\frac{1}{(E_{12} + \omega)(E_{23} - \omega_1 + \omega)(E_{24} + \omega_2)} + \frac{1}{(E_{12} - \omega)(E_{23} + \omega_1 - \omega)(E_{24} - \omega_2)} \right) \cdot [v_1^2 u_2^2 v_3^2 v_4^2 - u_1^2 v_2^2 u_3^2 u_4^2 + b_{1234}] + \end{aligned}$$

$$\left(\frac{1}{(E_{13}+\omega_1)(E_{23}+\omega_1-\omega)(E_{34}+\omega_4)} + \frac{1}{(E_{13}-\omega_1)(E_{23}-\omega_1+\omega)(E_{34}-\omega_4)} \right) \cdot [v_1^2 v_2^2 u_3^2 v_4^2 - u_1^2 u_2^2 v_3^2 u_4^2 + b_{1234}] +$$

$$\left(\frac{1}{(E_{14}+\omega_2-\omega)(E_{24}+\omega)(E_{34}+\omega_4)} + \frac{1}{(E_{14}-\omega_2+\omega)(E_{24}-\omega)(E_{34}-\omega_4)} \right) \cdot [v_1^2 v_2^2 v_3^2 u_4^2 - u_1^2 u_2^2 u_3^2 v_4^2 + b_{1234}]. \quad (11)$$

Здесь произведение слагаемых со щелями Δ_i выделены в структуру обозначенную b_{1234} .

Поскольку для решения этой задачи в рамках КФМ-модели было получено описание экспериментальных данных для случая конкретного E1 перехода между $[2_1^+ \times 3_1^-]_{1-} \rightarrow 2_1^+$ для двух ядер со спариванием, можно предположить, что КОС и неучтенные эффекты тэдпола могут компенсировать друг друга. Однако, каждый из перечисленных выше новых (относительно КФМ подхода) членов может быть применим для многих других физических случаев – по мультипольности и энергиям переходов, характеристикам фононов и т.п. Иначе говоря появляется много новых физических вариантов изучения ангармонических эффектов третьего порядка. Кроме того, как было показано для случаев ангармонизмов второго порядка, экспериментальные данные объясняются только при совместном учете вкладов КОС и поляризуемости. Можно предполагать что то же самое вместе с вкладом от графиков g_{12} будет важным и для ангармонических эффектов третьего порядка. К сожалению, на текущий момент расчеты по данной задаче к публикации не готовы.

Исследования, проводимые в рамках КФМ для задач аналогичных приведенным в разделах 2.2-2.3, показали необходимость выхода за пределы предположения об однофононности исследуемых уровней. Поэтому задача оценки возможных двухфононных поправок в рамках нашей модели также представляет интерес. Этому посвящен раздел 2.5 данной работы, в котором в рамках метода ФГ предложен способ оценки величины двухфононной примеси к однофононным состояниям. Выведены исходные формулы с использованием амплитуды рождения двух фононов. Для простоты рассмотрены только магические ядра, и не учитываются эффекты порядка g^3 . Иными словами, предложен метод проверки правильности описания низколежащих фононов, которое основано на предположении, что фононы описываются в рамках метода (К)МХФ, формулируемого в стандартной теории конечных ферми-систем на языке ФГ. Этот раздел имеет поисковый характер.

Третья глава посвящена расширению используемого метода на область энергий Пигми- и Гигантского мультипольного резонансов (ПДР и ГМР).

В связи с активным развитием экспериментальной базы в области ПДР и ГМР появляются новые вопросы к микроскопической теории, например, объяснение загиба РСФ в области 1-3 МэВ, или описания M1 резонанса в ^{208}Pb . Остро стоит вопрос описания тонкой структуры ПДР и ГМР, требующий учета большего количества фононных конфигураций. Ранее в данной области применялись несамосогласованные методы, основанные на ТКФС, однако ключевой особенностью описания тонкой структуры должно быть самосогласованное описание квазичастично-фононного взаимодействия (КФВ). Успехи, достигнутые в рамках самосогласованной ТКФС в области описания основного и низколежащих коллективных состояний, мультипольных моментов и переходов между возбужденными состояниями дают надежду на столь же успешное ее применение в области энергий ПДР и ГМР. Потому нашей новой целью было разработать самосогласованный метод, базирующийся на том же методе ЭФП и аппарате функций Грина для описания КФВ, позволяющий единообразно работать в большом энергетическом диапазоне (по крайней мере до 30-40 МэВ).

Раздел 3.1 посвящен краткому экскурсу в историю развития микроскопических методов в области энергий ПДР и ГМР.

В разделе 3.2 описана первая версия самосогласованного метода, позволяющая включить в уравнение для вершины сложные $1p1h \otimes$ фонон-конфигурации. Для учета новых конфигураций были использованы следующие КФВ-поправки к уравнению вершины стандартной ТКФС, представляющие интерес для нашей задачи:

$$\Delta V = 2gGD\delta^{(1)}V + \delta^{(2)}VD, \tag{12}$$

где G и D – функции Грина квазичастицы и фонона, $\delta^{(1)}V$ и $\delta^{(2)}V$ – первая и вторая вариации вершины в поле фонона.

Уравнения для вариаций эффективного поля имеют вид (13, 14):

$$\delta^{(1)}V = \delta^{(1)}FAV + F\delta^{(1)}AV + FA\delta^{(1)}V, \tag{13}$$

$$\delta^{(2)}V = \delta^{(1)}\delta^{(1)}V = F\delta^{(2)}AV + 2\delta^{(1)}F\delta^{(1)}AV + 2\delta^{(1)}FA\delta^{(1)}V + 2F\delta^{(1)}A\delta^{(1)}V + \delta^{(2)}FAV + FA\delta^{(2)}V. \tag{14}$$

В первом приближении для δV и $\delta^{(2)}V$ были взяты свободные члены, исходя из этого выведено новое уравнение для вершины, наиболее перспективная часть которого показана на рис. 6.

Был проведен анализ всех диаграмм и получены формулы для всех членов нового уравнения. Оно включает в себя новые возможности для образования $1p1h \otimes$ фонон-конфигураций, динамический тэдпол-эффект, а также новые трехквазичастичные и более сложные КОС.

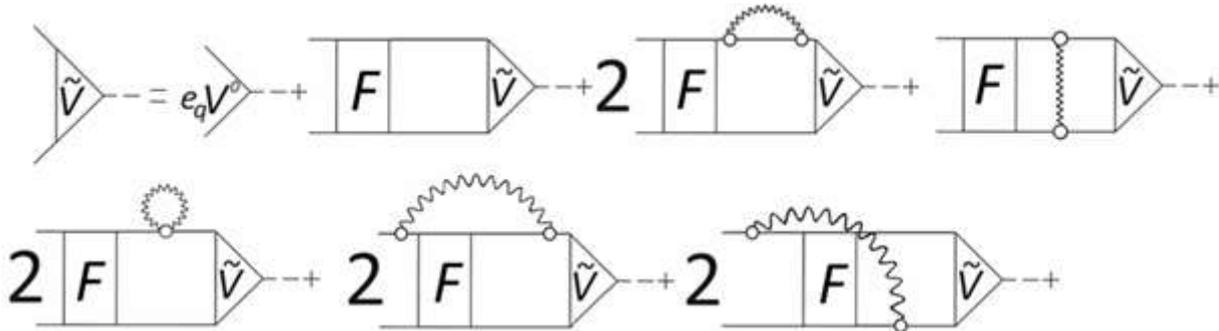


Рисунок 6. Новое уравнение для вершины, первые два слагаемых справа соответствуют стандартному для ТКФС выражению, во второй строке содержатся новые члены – динамический эффект тэдпола и два новых графика с индуцированным взаимодействием.

Основной результат данного подхода показан на рисунке 6. Здесь мы опустили сложные графики с δF и $\delta^2 F$, эти члены могут быть выражены в терминах амплитуды трехквазичастичного эффективного взаимодействия W : $\delta_s F = WGg_s G$. Как известно роль этого взаимодействия невелика, так что можно полагать, что количественная роль этих слагаемых так же не будет значительной. Графики в первой строке относятся к ранее использовавшемуся подходу, т.е. описывают простейший ph -пропагатор с учетом КФВ. Во второй строке появляются две группы новых графиков: динамический тэдпол (первый график второй строки на рис. 6) и графики с новым индуцированным взаимодействием F_{ind} (последние два графика на рис. 6). Они включают в себя 4 ФГ G , две фононных ФГ D , и амплитуду рождения двух фононов.

Проведен последовательный анализ всех членов уравнения и получено новое уравнение для вершины в общем виде с новым значительно усложненным пропагатором \tilde{A} :

$$\tilde{V} = e_q V^0 + F \tilde{A} \tilde{V}. \quad (15)$$

Результаты применения данного подхода показали весьма многообещающими, однако приближение свободных членов могло сильно сказаться на результатах вычислений из-за отсутствия двухфононных конфигураций. Поэтому была продолжена работа по построению последовательно самосогласованного метода.

В разделе 3.3 приведены результаты построения «микроскопической модели».

Использовалось более простое выражение для учета КФВ-поправки к уравнению для эффективного поля:

$$\Delta V = \delta^2 V D. \quad (16)$$

Было получено точное (а не приближенное как в разделе 3.1) выражение для вариаций вершины через полную амплитуду взаимодействия Γ :

$$\delta^{(1)} V = d \Gamma A V + \Gamma \delta A V, \quad (17)$$

$$\delta^{(2)} V = \Gamma \delta^{(2)} A V + 2 d \Gamma \delta A V + 2 d \Gamma A \delta^{(1)} V + d \Gamma \delta A \delta^{(1)} V + d^{(2)} \Gamma A V. \quad (18)$$

На его основе аналогично методу, приведенному в разделе 3.1 получено новое уравнение для вершины, включающее уже полную амплитуду Γ (а не эффективное взаимодействие F). Это дало возможность, используя стандартные методы ТКФС, ввести двухфононные конфигурации (в естественном для задачи ПДР и ГМР приближении без регулярной части, см. рис. 7).

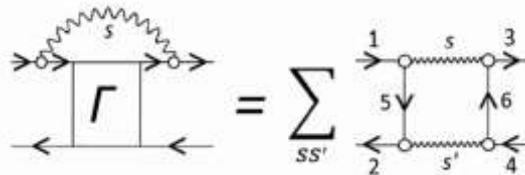


Рисунок 7. Включение двухфононных конфигураций через разложение по фононам.

Важным результатом данной модели стало появление двухфононного фонон-обменного взаимодействия $F_{ind_1}^{2phonon}$, входящего в графики, показанные на рис. 8 (третья линия), и содержащие на входе эффективное взаимодействие F :

$$\tilde{V}_{2phon}^3 = F G G F_{ind_1}^{2phonon} G G V + F G G F_{ind_2}^{2phonon} G G V. \quad (19)$$

Проведенное сравнение с двухфононной моделью в работах на основе Приближения Временной Блокировки (ПВБ) показало более сложную зависимость от ω , чем в ПВБ.

В разделе 3.4 приведен окончательный вариант данного метода, включающий результаты разделов 3.1 и 3.2. Здесь к уравнению для эффективного поля добавлена полная КФВ-поправка $\Delta V = 2gGD\delta V + \delta^2 V D$, и использованы точные выражения для вариаций вершины (17), (18). В результате выведено полное новейшее уравнение для вершины:

$$\begin{aligned} \tilde{V} = e_q V^0 + F A \tilde{V} + 2 F G g D G g G G \tilde{V} + F G g G D G g G \tilde{V} + \\ 2 F g_{\bar{1}\bar{1}} D G G \tilde{V} + \\ 4 g G g D D g G g G \tilde{V} + \\ 2 g \delta F D G G G \tilde{V} + 2 \delta F D G g G G \tilde{V} + \\ 2 \delta F D G G \delta F G G \tilde{V} + 2 \delta^{(2)} F D G G \tilde{V} + \\ \delta F G G g D D g G G \delta F G G \tilde{V} + 2 g G g D D g G G \delta F G G \tilde{V} + \\ 2 \delta F G G g D D g G g G \tilde{V}. \quad (20) \end{aligned}$$

Его графическое представление приведено на рис. 8. Линии в формуле (20) и рис.8 соответствуют друг другу.

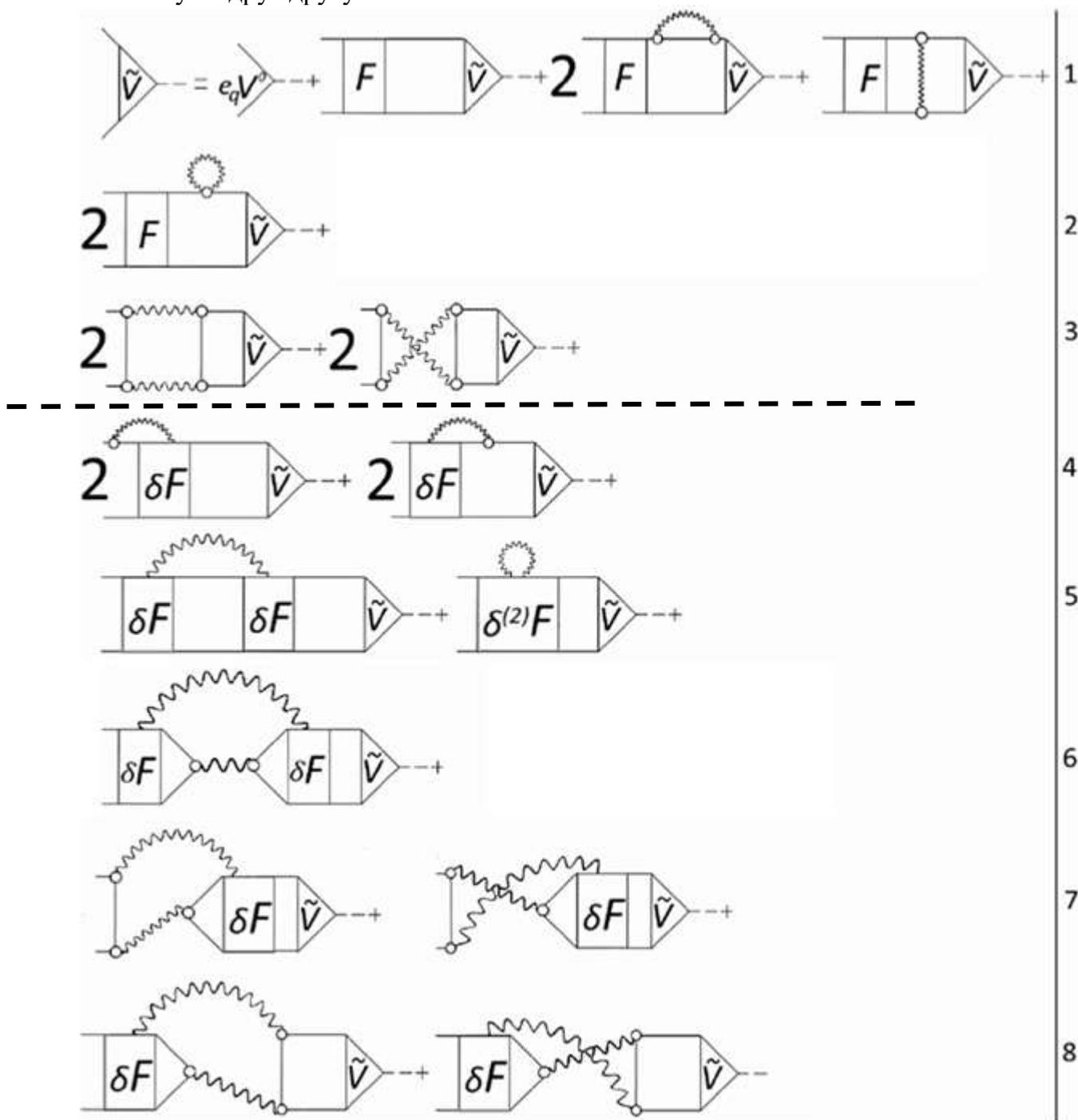


Рисунок 8. Полное новое уравнение для вершины, включающее сложные $1p1h \otimes$ фонов- и двухфоновные конфигурации.

Графики в линиях 4-8 содержат слагаемые пропорциональные δF , $(\delta F)^2$ или $\delta^{(2)}F$. Как уже упоминалось выше, можно полагать, что количественная роль этих слагаемых невелика, поэтому наибольший интерес представляет анализ первых трех строк.

Слагаемые в первой линии соответствуют модели ПВБ, если использовать рецепт «метода хронологического разделения диаграмм», применяемого в ПВБ. Остальные слагаемые получены и проанализированы впервые. Слагаемое в второй линии отвечают

динамическому эффекту тэдпола и являются совершенно новым. Слагаемые в строке 3 по общей структуре имеет аналог в двухфононной модели в ПБВ, однако содержащиеся в нем члены имеют более сложную зависимость от омега (см. формулу 21 и 22, рис. 9), в то время как в этой модели в ПБВ наличествует только зависимость от $[\omega \pm (\omega_s + \omega_{s'})]^{-1}$.

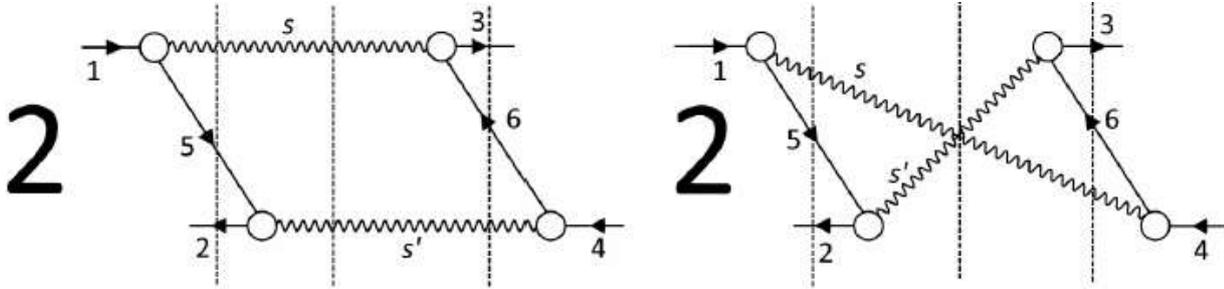


Рисунок 9. Диаграммы двухфононного фонон-обменного взаимодействия $F_{ind,1}^{2phon}$ в третьей строке нового выражения для вершины на рис. 8, содержащие двухфононные конфигурации.

$$\begin{aligned}
 I_{56ss'_1}(\varepsilon_1, \varepsilon_3, \omega) &= \frac{1}{(\varepsilon_3 + \varepsilon_{\lambda_5} - \varepsilon_{\lambda_5} - \varepsilon_1)} \cdot \\
 &\left(\frac{1 - n_{\lambda_5}}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega_s)(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega - \omega_{s'})} - \frac{n_{\lambda_5}}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} + \omega_s)(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega + \omega_{s'})} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{(1 - n_{\lambda_5})n_6}{(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} + \omega_s)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega + \omega_{s'})} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{n_{\lambda_5}(1 - n_6)}{(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega_s)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega - \omega_{s'})} \right) \\
 &\quad + \frac{1}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} + \omega_s)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} + \omega_s)(\omega_s + \omega_{s'} + \omega)} \\
 &\quad - \frac{1}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega_s)(\varepsilon_3 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega_s)(\omega_s + \omega_{s'} - \omega)},
 \end{aligned} \tag{21}$$

$$\begin{aligned}
 I_{56ss'_2}(\varepsilon_1, \varepsilon_4, \omega) &= \frac{1}{(\varepsilon_4 - \varepsilon_{\lambda_5} - \varepsilon_{\lambda_5} + \varepsilon_1)} \cdot \\
 &\left(\frac{1 - n_{\lambda_5}}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega_s)(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega - \omega_{s'})} - \frac{n_{\lambda_5}}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} + \omega_s)(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega + \omega_{s'})} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{(1 - n_{\lambda_5})(1 - n_6)}{(\varepsilon_{\lambda_6} - \varepsilon_4 + \omega_s)(\varepsilon_{\lambda_6} - \varepsilon_4 - \omega + \omega_{s'})} - \frac{n_{\lambda_5}n_6}{(\varepsilon_{\lambda_6} - \varepsilon_4 - \omega_s)(\varepsilon_{\lambda_6} - \varepsilon_4 - \omega - \omega_{s'})} \right) \\
 &\quad + \frac{1}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} + \omega_s)(\varepsilon_4 - \varepsilon_{\lambda_6} + \omega_s)(\omega_s + \omega_{s'} - \omega)} \\
 &\quad + \frac{1}{(\varepsilon_1 - \varepsilon_{\lambda_5} - \omega_s)(\varepsilon_4 - \varepsilon_{\lambda_6} - \omega_s)(\omega_s + \omega_{s'} + \omega)}.
 \end{aligned} \tag{22}$$

Получены формулы для всех членов уравнения. Таким образом окончательное уравнение для вершины включает в себя динамический тэдпол, новые $1p1h \otimes$ фонон- и двухфононные конфигурации.

Формулы для наблюдаемых величин, полученные при анализе диаграмм оказались весьма громоздкими. Однако это является только одной из причин отсутствия расчетов в рамках сформулированной обобщенной ТКФС. Существует и другие важные причины для этого: 1) необходимо понять физическую роль слагаемых с тэдполом во второй линии обобщенного уравнения для вершины, а также возможную роль слагаемого с регулярной частью G , которая должна входить в уравнение (рис. 7); 2) необходимо прояснить роль многочисленных слагаемых с вариацией эффективного взаимодействия δF .

В заключении приводятся основные достигнутые результаты:

1. Впервые показано что для задач о вероятностях $E1$ - и $E2$ -переходов между низколежащими однофононными состояниями в магических и в полу-магических ядрах нельзя объяснить экспериментальные данные без учета эффектов трехквaziчастичных корреляций в основном состоянии

2. Получена универсальная формула для приведенного матричного элемента перехода между низколежащими однофононными состояниями как для магических ядер, так и для ядер со спариванием, которая описывает и статические электромагнитные моменты фононов, и переходы между однофононными состояниями. Расчеты показали, что специфика вышеуказанной задачи в ядрах со спариванием состоит в том, что слагаемые с аномальными функциями Грина составляют около половины величины полной амплитуды перехода

3. Предсказано существование новых эффектов, в частности, четырехквaziчастичных корреляций в основном состоянии и совместного эффекта тэдпола и трехквaziчастичных корреляций в основном состоянии

4. Впервые в рамках метода функций Грина выполнено обобщение квантовой теории ангармонических эффектов 3-го порядка на ядра со спариванием, рассмотрен частный случай перехода между двух-фононным и одно-фононным состояниями, получены и проанализированы четырехквaziчастичные корреляции в основном состоянии

5. В области энергий пигми- и гигантских резонансов выведены и проанализированы новые уравнения для вершины, которые содержат предыдущие частные случаи и новые эффекты:

1). Динамические эффекты тэдпола

2). Эффекты изменения эффективного взаимодействия в поле фонона.

3). Новые корреляции в основном состоянии

4). Фонон-обменные взаимодействия в частично-дырочных и частично-частичных каналах

5). (Впервые в ТКФС) двухфононные- конфигурации

Полнота опубликования в печати и апробация результатов.

В рецензируемых журналах из списка ВАК, индексируемых в базах данных WoS и Scopus:

1. Камерджиев С. П., Войтенков Д. А., Саперштейн Э. Е., Толоконников, С. В. Шитов, М. И. Самосогласованное описание EL -переходов между однофононными состояниями в магических ядрах // Письма в ЖЭТФ. — 2017. — Т. 106, № 3. — С. 132–137.

2. Камерджиев С. П., Ачаковский О. И., Толоконников С. В., Шитов М. И. Результаты микроскопической самосогласованной теории квазичастичнофононного взаимодействия в ядрах // Ядерная физика. — 2019. — Т. 82, № 4. — С. 320–338.

3. Камерджиев С. П., Шитов М. И. Ангармонические эффекты второго и третьего порядков в рамках квантовой теории многих тел // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2019. — Т. 50, № 5. — С. 515–626.

4. Камерджиев С. П., Шитов М. И. Ангармонические эффекты 3-го порядка в ядерной квантовой теории многих тел // Письма в ЖЭТФ. — 2019. — Т. 109, № 1. — С. 65–71.

5. Камерджиев С. П., Шитов М. И. Ангармонические эффекты в теории конечных ферми-систем // Ядерная физика. — 2020. — Т. 83, № 1. — С. 47–53.

6. Kamerdzhiev S. P., Shitov M. I. Microscopic theory of pygmy- and giant resonances: accounting for complex $1p1h \otimes$ phonon configurations // EPJA. — 2020. — Vol. 56. — Pp. 265–275.

7. Kamerdzhiev S. P., Shitov M. I. Microscopic Model for Taking into Account Complex Configurations for Pygmy and Giant Resonances // Physics of Atomic Nuclei, — 2021. — Vol. 84, no. 5. — Pp. 649–659.

8. Kamerdzhiev S. P., Shitov M. I. New Equation for the Vertex of Theory of Finite Fermi-Systems: Accounting for Phonon Coupling // Physics of Atomic Nuclei, — 2021. — Vol. 84, no. 6. — Pp. 804–816.

9. Шитов М. И., Войтенков Д. А., Камерджиев С. П., Толоконников С. В. Самосогласованные расчеты вероятностей перехода между однофононными 3- и 2+ состояниями в изотопах Sn // Ядерная физика. — 2022. — Т. 85, № 1. — С. 1–8.

В материалах международных конференций:

10. Kamerdzhiev S., Achakovskiy O., Saperstein E., Shitov M., Tolokonnikov S. Results of the microscopic self-consistent theory of quasiparticle-phonon interaction in nuclei // Book of abstracts: LXVIII International conference «NUCLEUS-2018». — 2018.

11. Shitov M., Achakovskiy O., Kamerdzhiev S., Tolokonnikov S., Voitenkov D. Self-consistent calculations of transitions between the first one-phonon 2+ and 3- states in Sn isotopes // Book of abstracts: LXX International conference «NUCLEUS-2020». — 2020.

12. Kamerdzhiev S., Shitov M. On the microscopic pygmy- and giant resonances theory accounting for complex $1p1h \otimes$ phonon configurations // Book of abstracts: LXX International conference «NUCLEUS-2020». — 2020.

13. Kamerdzhiev S., Shitov M. Microscopic theory of pygmy- and giant resonances: accounting for complex $1p1h \otimes$ phonon and two-phonon configurations // Book of abstracts: LXXI International conference «NUCLEUS-2021». — 2021.

14. Shitov M., Achakovskiy O., Kamerdzhiev S., Tolokonnikov S., Voitenkov D. The role of spin-spin forces in calculations of transition probabilities between the first one-phonon states // Book of abstracts: LXXI International conference «NUCLEUS-2021».