

АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО «ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ
ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ – ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ ИМЕНИ А.И. ЛЕЙПУНСКОГО»

На правах рукописи
УДК xxx.xxx

Ачаковский Олег Игоревич

**МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ХАРАКТЕРИСТИК ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ И
ВОЗБУЖДЕНИЙ ЯДЕР В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ
ОТДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНА**

Специальность 01.04.16 —

«физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидат физико-математических наук

Научные руководители:
доктор физ.-мат. наук, профессор
Камерджиев Сергей Павлович
кандидат физ.-мат. наук
Авдеенков Александр Владимирович

Обнинск — 2018

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Теоретические основы описания магнитных моментов и радиационных характеристик ядра	16
1.1 Основные соотношения метода энергетического функционала плотности и теории конечных ферми-систем	17
1.1.1 Краткое описание метода энергетического функционала плотности с использованием функционала Фаянса	17
1.1.2 Основные соотношения теории конечных ферми-систем в задаче расчета магнитных моментов нечетных ядер	21
1.2 Основные соотношения обобщенной теории конечных ферми-систем в квазичастичном приближении временной блокировки	24
1.2.1 Понятие о радиационной силовой функции	24
1.2.2 Квазичастичное приближение временной блокировки	25
1.2.3 Детали расчетов радиационных волновых функций	31
1.2.4 Метод силового согласования между средним полем и эффективным взаимодействием	32
1.3 Краткое описание, использованного кода EMPIRE	34
Глава 2. Самосогласованные расчеты магнитных моментов нечетных и нечетно-нечетных ядер	38
2.1 История проблемы и ее современное состояние	38
2.2 Магнитные моменты нечетных ядер. Детали и результаты расчетов	44
2.3 Магнитные моменты нечётно-нечётных ядер	50
2.3.1 Методика расчета магнитных моментов нечетно-нечетных ядер	50
2.3.2 Нечетно-нечетные околомагические ядра	52
2.3.3 Нечетно-нечетные полумагические ядра	56

2.3.4	Случай сильного смешивания конфигураций: изотопы таллия и другие ядра	58
2.4	Сравнение результатов с многочастичной оболочечной моделью	60
2.5	Выводы	61
Глава 3. Микроскопические расчеты радиационных силовых функций		
3.1	История вопроса	63
3.2	Полумагические ядра	65
3.3	Дважды-магические ядра	70
3.4	Выводы	75
Глава 4. Микроскопическое описание радиационных характеристик ядерных реакций		
4.1	Сечения радиационного захвата	76
4.1.1	Полумагические ядра	77
4.1.2	Дважды-магические ядра	80
4.2	Нейтронно-захватные спектры γ -квантов	82
4.3	Средние радиационные ширины	86
4.3.1	Полумагические изотопы Sn и Ni	87
4.3.2	Дважды-магические ядра	89
4.4	Выводы	90
	Заключение	91
	Список сокращений и условных обозначений	93
	Список литературы	94
	Список рисунков	106
	Список таблиц	108
	Приложение А. Обобщенный пропагатор A в квазичастичном приближении временной блокировки	110

Введение

Одной из центральных задач теории ядра является описание нестабильных ядер. Эта задача требует развития теории с максимальной предсказательной силой, то есть в идеале она должна быть способна описывать все ядра с одним и тем же набором параметров. В настоящее время существуют два теоретических подхода, которые могут количественно описать характеристики основных и возбужденных состояний стабильных и нестабильных ядер, используя небольшое количество параметров, которые в принципе одинаковы для всех ядер, кроме самых легких. Этими подходами являются теория самосогласованного среднего поля (например, с использованием сил Скирма) и теория энергетического функционала плотности (ЭФП). Они отличаются друг от друга лишь исходной формулировкой задачи многих тел применительно к ядру. Каждый подход использует свой собственный небольшой (порядка 10) универсальный для всех ядер набор параметров. В первом подходе параметризуются силы или в релятивистском подходе соответствующие мезонные константы связи. Во втором подходе параметризуется сам функционал плотности. Полученные феноменологические параметры используются для того, чтобы рассчитать среднее самосогласованное поле (первая вариационная производная по плотности) и эффективное взаимодействие между нуклонами (вторая вариационная производная по плотности). Такие самосогласованные подходы обладают значительно большей предсказательной силой, чем подходы в которых используется два различных набора параметров для среднего поля и эффективного взаимодействия. В частности, они позволяют описать свойства основного состояния и возбуждений для ядер, которые далеки от долины стабильности и не поддаются феноменологическому описанию.

Дипольный магнитный момент атомного ядра является одним из основных характеристик ядра. Его описание сыграло важную роль в развитии основных подходов в теории ядра, в том числе модели оболочек [1] и теории конечных ферми-систем (ТКФС) [2]. Качественно правильное предсказание значения магнитного момента для нечетных ядер на основе одночастичной модели Шмидта было одним из главных аргументов в пользу модели оболочек на ранней стадии ее развития, в то время как объяснение отклонений от модели Шмидта

было первой проблемой ядерной физики, которая рассматривалась в рамках теории конечных ферми-систем [3]. Тем не менее, никакого систематического анализа экспериментальных данных для магнитных моментов нечетных и, особенно, нечетно-нечетных ядер на основе микроскопических подходов до недавнего времени не проводилось, несмотря на то, что эти данные становились все более разнообразными и точными. В последние годы возродился интерес к свойствам основного состояния нечетных и нечетно-нечетных ядер и статическим моментам благодаря современным ускорителям радиоактивных ионов, которые, в частности, дают различные спектроскопические данные для ядер, удаленных от границы β -стабильности. Обзор экспериментальных данных, полученных в последние годы, может быть найден в [4]. Для ряда длинных цепочек изотопов стали доступны данные о магнитных моментах, и естественно ожидать, что описание этих данных позволит проследить изменения в свойствах основного состояния — например, появление деформации [5; 6]. В связи с вышеизложенным, весьма желательно вновь обратиться к проблеме теоретического описания магнитных моментов ядер в рамках теории конечных ферми-систем с учетом прогресса, достигнутого в теории ядра после появления монографии Мигдала [2], и развития вышеуказанных самосогласованных подходов. Шаг в этом направлении является одной из целей настоящей работы и выполняется в Главе 1.

В другой области теории ядра, то есть в теории ядерных реакций, наблюдается заметное отставание в смысле, по крайней мере, использования развитых подходов с большой предсказательной силой. Конечно, здесь ситуация сложнее, так как для расчетов характеристик ядерных реакций с участием гамма-квантов требуются не только информация о природе основного и возбужденных состояний ядра, но и информация о плотности уровней, оптических потенциалах и других характеристиках. Во всяком случае, применение современных микроскопических подходов в теории ядерных реакций и ядерных данных оставляет желать лучшего и является необходимым для нестабильных ядер, для которых невозможно найти феноменологические параметры из-за отсутствия нужной экспериментальной информации. Все эти обстоятельства приводят к необходимости развития единообразного подхода с небольшим числом универсальных параметров с большой предсказательной силой как в области теории структуры ядра, так и в области ядерных реакций. Как уже отмечалось, необходимым тре-

бованием в этих областях являются предсказание и объяснение наблюдаемых характеристик в нестабильных и нейтронно-избыточных ядрах. Современные микроскопические подходы, основанные на самосогласованном и единообразном описании как эффектов квазичастичного метода хаотических фаз, так и эффектов связи с фононами, являются необходимым инструментом в анализе и расчетах разнообразных характеристик ядерных реакций. В то же время расчеты этих наблюдаемых характеристик необходимы для развития современной теории структуры ядра. Такой подход является перспективным как для теории структуры ядра, так и для теории ядерных реакций, поскольку он объединяет обе эти области и «индивидуализирует» каждое ядро.

Потребности современной астрофизики и атомной энергетики стимулируют быстрое развитие микроскопического описания возбуждений ядер. Одновременно с этим идет очень быстрое развитие техники физического эксперимента, включая многочисленные ускорители для изучения радиоактивных ядер, что уже даёт и будет давать огромное количество новой экспериментальной информации для таких ядер, которую невозможно понять без использования современной микроскопической теории. В последние 10–15 лет наблюдается все увеличивающийся интерес, как в теории, так и в эксперименте, к характеристикам возбуждений в широкой области вблизи энергии отделения нуклона. Область энергий вблизи энергии отделения нейтронов, которая используется в работе ядерных реакторов, в настоящее время привлекает огромный интерес специалистов как в теоретической ядерной физике, так и в ядерных данных. Одна из главных причин этого состоит в том, что в этой области расположен так называемый пигми-дипольный резонанс (ПДР), являющийся объектом многих современных экспериментальных и теоретических исследований (см., например, [7–10]). Интерес к ПДР обусловлен также его большим количественным вкладом в процессы с участием гамма-лучей, имеющих место в ядерных реакторах, например, при радиационном захвате нейтронов [11–13]. Это важно для микроскопического описания ядерных данных. Таким образом, в этой области наблюдается совпадение интересов, как со стороны теории, так и со стороны потребностей в ядерных данных. Возможности современной теории ядра сильно возросли в связи с ростом вычислительных мощностей и современных микроскопических подходов в области описания основного состояния и характеристик ядерных возбуждений до энергии 25 МэВ, то есть спектра энергий, который работает

в быстрых реакторах. Часть этих микроскопических подходов была развита в Теоретическом отделе ФЭИ [14–16], поэтому тема диссертации имеет под собой солидную методическую базу.

Понятие радиационной силовой функции (РСФ), которая необходима для расчетов фотоядерных данных, было введено для описания гамма-переходов с высоковозбужденных состояний в широкой области энергий вблизи энергии связи нейтрона. Как правило, используется обобщенная РСФ, которая включает и переходы между возбужденными состояниями. В этом случае использование РСФ в расчетах сечений радиационных процессов неотделимо от применения гипотезы Бринка–Акселя [17; 18]. Согласно этой гипотезе гигантский дипольный резонанс (ГДР) может быть построен на любом возбужденном состоянии и его свойства не зависят от природы этого состояния. Если принять эту гипотезу, которая в настоящее время является общепризнанным приближением и считается, в основном, оправданной, то РСФ просто связано с сечением фотопоглощения (см. ниже) и проблематикой пигми-дипольного резонанса.

Основой большинства существующих микроскопических моделей описания возбуждений дважды-магических ядрах является метод хаотических фаз (МХФ) и его расширение для ядер со спариванием — квазичастичный метод хаотических фаз (КМХФ). В рамках этого метода возбужденные состояния представляются в виде суперпозиции одночастично–однодырочных ($1p1h$) конфигураций. КМХФ позволяет с разумной степенью точности описать свойства наиболее коллективных низколежащих состояний, а также средние энергии и интегральные силы гигантских резонансов. Однако, наблюдаемые ширины гигантских резонансов сферических ядер [19] и общая структура низколежащей части спектра могут быть воспроизведены только в подходах, которые включают, кроме $1p1h$ конфигураций, конфигурации более сложные, чем $1p1h$. К подходам этого класса также относятся модели, в которых в дополнение к обычному остаточному частично-дырочному взаимодействию, входящему в МХФ, явным образом учитывается квазичастично-фононное взаимодействие, точнее, связь одночастичных степеней свободы с коллективными фононными степенями свободы (далее связь с фононами). Несколько вариантов моделей этого типа уже были разработаны (см. [15; 19–21]), в частности обобщенная теория конечных ферми-систем (ОТКФС) [14–16; 19]. В их основе лежит приближение временной блокировки (ПВБ, [15; 20]), включая квазичастичное приближение

временной блокировки (КПВБ) [21]. Модели, разработанные в рамках КМХФ и его обобщений, можно разделить на следующие три категории: несамосогласованные, частично самосогласованные и полностью самосогласованные на определенном уровне. Самосогласование подразумевает здесь связь между средним полем в ядре и остаточным эффективным взаимодействием, которая устанавливается на основе вариационных свойств некоторого энергетического функционала плотности, являющегося исходным пунктом модельных построений. В полностью самосогласованном КМХФ остаточное взаимодействие определяется как вариационная производная от среднего поля по матрице плотности с учетом всех возникающих при этом членов. Это означает точный учет в остаточном взаимодействии всех вкладов, включая вклады скоростных, спин-орбитальных и кулоновских сил. Полное самосогласование в ПВБ означает, что, кроме определенного таким образом остаточного взаимодействия, входящий в модель фонный базис рассчитывается в рамках полностью самосогласованного КМХФ. К сожалению, полностью самосогласованный подход развит, только для дважды магических ядер [22]. В частично самосогласованных моделях часть членов, входящих в общую формулу для вариационной производной среднего поля, опускается в целях упрощения расчетной схемы. Наконец, в несамосогласованных моделях среднее поле и остаточное взаимодействие определяются (параметризуются) независимым друг от друга образом. Самосогласование является очень важным элементом современной теории структуры ядра. Это обусловлено тем, что самосогласованные подходы являются эффективным инструментом построения универсальной теории, позволяющей описывать уже известные экспериментальные данные и предсказывать те ядерные свойства, которые пока не доступны для эксперимента. Последнее крайне важно с точки зрения актуальных в настоящее время астрофизических приложений теории. Одной из целей данной работы является применение в расчетах ядерных возбуждений схемы самосогласованного КПВБ в модели, основанной на ЭФП Скирма. Целью исследования также является сравнительный анализ результатов, полученных в самосогласованных КМХФ и КПВБ расчетах.

Расчеты ядерных возбуждений в обобщенных вариантах МХФ имеют большую и давнюю историю. Как обсуждалось в известном обзоре [23] связь с фононами учитывалась в нескольких подходах, а именно: ядерная полевая теория [24], квазичастично-фононная модель ядра [25], ОТКФС [19]. Однако, по-

давляющее большинство таких расчетов выполнено в рамках несамосогласованных или частично самосогласованных моделей. Полностью самосогласованные расчеты такого типа относительно немногочисленны и были выполнены лишь недавно. К ним относятся расчеты в рамках "вторичного МХФ" с использованием реалистического нуклон-нуклонного взаимодействия, выведенного из Аргоннского потенциала [26; 27], серия расчетов в рамках релятивистского КПВБ [7; 28—30]. Расчеты с помощью релятивистского КПВБ к настоящему времени выполнены для весьма ограниченного класса энергетических функционалов. Ввиду этого, реализация самосогласованной схемы КПВБ, включающей метод вычитания и основанной на ЭФП Скирма, широко применяемого в современных ядерно-структурных моделях, представляется весьма актуальной задачей. Применение метода КПВБ для описания радиационных силовых функций представлены в Главе 3.

Существует другой важный аспект этой проблемы, связанный с потребностью в ядерных данных, как для астрофизики, так и для ядерных реакторов. В этой области, как правило, используются феноменологические подходы для описания РСФ, основанные на различных модификациях лоренцевской кривой для ГДР. К примеру, в известном коде для расчета ядерных реакций EMPIRE [31] используется шесть различных способов феноменологического описания РСФ. Хотя необходимость феноменологического описания обусловлена практикой, с точки зрения последовательного микроскопического подхода эти способы нуждаются в дальнейшем улучшении, так как они основаны на сильно упрощенных предположениях, главным из которых является аппроксимация лоренцианом (с различными модификациями) РСФ при энергиях, меньших энергии отделения нуклона. Кроме этого, в них не учитывается уже доказанное экспериментально сильное изменение низколежащих хвостов всех гигантских резонансов в ядрах с малой энергией связи. В этом смысле феноменологическое описание не имеет предсказательной силы для таких ядер, поскольку феноменология, как правило, подгоняется по стабильным ядрам с энергией отделения нейтрона в области 8 МэВ. Также оно испытывает трудности при описании процессов в дважды магических ядрах, так как такое описание "сглаживает" особенности каждого ядра. Как уже указывалось в справочнике Reference Input Parameters Library RIPL-2 [32], такой подход не описывает наблюдаемые структуры в РСФ и ГДР в нейтронно-обогащенных ядрах.

Поскольку феноменологии недостаточно для описания низкоэнергетического склона ГДР и, в частности, следует учитывать специфику ядер с малой энергией отделения, то необходимо использовать микроскопическую теорию с универсальными параметрами, которые подходят для всех ядер. Поэтому начиная с 2006 года, в RIPL-2 и современных кодах по расчету ядерных реакций типа EMPIRE и TALYS, кроме феноменологических РСФ используются микроскопические РСФ, рассчитанные для 3317 ядер в рамках самосогласованного подхода для среднего поля в методе Хартри–Фока–Боголюбова (ХФБ) и КМХФ (ХФБ+КМХФ) [12]. В наше время интерес к низкоэнергетической части РСФ не ослабевает и предпринимаются различные попытки [33] понять природу ПДР. Такой подход вполне естествен, поскольку он подразумевает использование одночастичной схемы уровней ядра и, следовательно, учитывает индивидуальные свойства каждого ядра, в том числе экзотических ядер, где, как правило, нет возможностей для построения феноменологических подходов.

Существует огромная экспериментальная информация о РСФ в энергетической области ПДР (см. [32; 34; 35]). Одним из современных и известных методов ее получения является "метод Осло" [36], который позволяет измерять РСФ в большом интервале энергии, начиная от 1-2 МэВ. Другой метод, называемый авторами γ SF [35], использует квазимонохроматические гамма-кванты и, в рамках статистической модели, комбинирует измерения сечений радиационного захвата нейтронов и (γ, n) -реакций в области энергий больших, чем энергии отделения нейтрона. Чтобы объяснить экспериментальные результаты, полученные в рамках метода γ SF, в расчетах используется методы ХФБ+КМХФ [12], в котором авторы вынуждены «руками» добавить дополнительную силу в нескольких изотопах Sn в области с центроидом 8–8.5 МэВ и шириной 2 МэВ, которая исчерпывает примерно 1-2% правила сумм Томаса–Райхе–Куна. Как показано в [35], оба метода подтверждают необходимость дополнительной по сравнению с методами ХФБ+КМХФ силы в области ПДР. То есть структуры в РСФ помимо ГДР не могут быть описаны ни стандартными феноменологическими подходами [36], ни в рамках микроскопических методов ХФБ+КМХФ [35]. Эта дополнительная сила может быть объяснена благодаря эффектам взаимодействия одночастичных степеней свободы с коллективными, которые последовательно учитываются в рамках метода КПВБ, используемого в настоящей работе.

Неослабевающий интерес к исследованиям радиационного захвата нейтронов обусловлен, с одной стороны, важной ролью этого процесса в изучении многих фундаментальных свойств ядерных реакций и, с другой стороны, широким применением данных о сечениях захвата в разнообразных приложениях ядерной физики. Например, в современной астрофизике для описания распространности ядер с $A > 60$ требуется информация о скорости γ -процесса, то есть информация о сечениях радиационного захвата для ядер между линией β -стабильности и линией нейтронной стабильности. Сечениями радиационного захвата нейтронов в значительной мере определяются основные физические характеристики ядерных тепловых и быстрых реакторов. А при разработке инновационных ядерных реакторов (например, в рамках программы Generation-IV) также потребуются информация о сечениях реакций для многих нестабильных ядер. С радиационным захватом тесно связано применение методов активационного анализа в различных прикладных отраслях.

Радиационные силовые функции являются одним из важнейших "ингредиентов" для описания радиационного канала в ядерных реакциях. Этот канал является почти универсальным, так как гамма-излучение может сопровождать любое испускание частиц. Для проверки возбуждений в области отделения нейтрона, предсказанных в рамках различных существующих моделей, мы также рассмотрим средние радиационные ширины нейтронных резонансов Γ_γ . Средние радиационные ширины Γ_γ нейтронных резонансов, для которых есть большое количество экспериментальных данных [37; 38], одна из самых важных интегральных характеристик интенсивности гамма-распада высокоэнергетических состояний ядра. Например, для малых энергий налетающего нейтрона (то есть s -нейтронов) средняя радиационная ширина Γ_γ часто используется для нормировки радиационной силовой функции. Эти величины необходимы для расчета сечений радиационного захвата нейтронов и других реакций с участием гамма-квантов. Так как получение новых экспериментальных данных о свойствах ядерных реакций с участием гамма-квантов для нейтронно-избыточных и нестабильных ядер слишком дорого или даже невозможно, а феноменологические модели не способны описать характеристики этих ядер, то единственным выходом является использование микроскопических подходов (как уже было указано выше) за пределами уже стандартного метода КМХФ. В рамках Главы 4 будут представлены результаты применения микроскопического подхода

ОТКФС (КПВБ), который помимо эффектов КМХФ учитывает связь с фонами, для расчета соответствующих радиационных характеристик ядерных реакций.

Целью диссертационной работы является развитие и применение самосогласованного микроскопического подхода в теории ядра для анализа и расчетов некоторых характеристик основного и возбужденных состояний ядер в области энергии отделения нейтрона, таких как магнитные моменты, радиационные силовые функции и важнейшие характеристики ядерных реакций с участием гамма-квантов.

Следующие **задачи** были поставлены для достижения указанных результатов:

1. Самосогласованный микроскопический расчет дипольных магнитных моментов нечетных ядер в основном и некоторых возбужденных состояниях с использованием теории конечных ферми-систем и одночастичной схемы на основе современной теории энергетического функционала плотности.
2. Расчет магнитных моментов нечетно-нечетных ядер в основном и возбужденных состояниях с использованием микроскопического (в рамках теории конечных ферми-систем) и феноменологического подходов.
3. Самосогласованно рассчитать РСФ для четно-четных ядер в рамках методов КМХФ и КПВБ с использованием одночастичной схемы на основе сил Скирма и выполнить аналогичный расчет РСФ для ^{208}Pb с использованием нового и полностью самосогласованного подхода континуального ПВБ. Выполнить анализ вклада эффектов связи с фонами в РСФ.
4. Использовать полученные РСФ в современном коде для ядерных реакций EMPIRE для расчета различных характеристик ядерных реакций с участием гамма-квантов для дважды-магических и полумагических ядер, а именно: сечений радиационного захвата нейтрона, соответствующих нейтронно-захватных спектров гамма-квантов и средних радиационных ширин. Выполнить анализ вклада эффектов связи с фонами в указанные характеристики.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В рамках ТКФС и с использованием метода ЭФП с функционалом Фаянса получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными по магнитным моментам для многих нечетных сферических околوماгических и полумагических ядер и предсказаны значения магнитных моментов для 11 нечетных ядер в основном состоянии.
2. В рамках самосогласованной ТКФС и с использованием приближения отсутствия взаимодействия между нечетными квазичастицами получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными для магнитных моментов 14 нечетно-нечетных околوماгических ядер и 32 нечетно-нечетных полумагических ядер в основном и возбужденных состояниях.
3. Показано, что учет эффектов связи с фононами в расчетах РСФ как для полумагических ядер (изотопы олова и никеля), так и для дважды магических ядер (^{208}Pb , ^{132}Sn и ^{56}Ni) позволяет описывать стурктуры в области пигми-дипольного резонанса.
4. Показано, что при описании радиационных характеристик ядерных реакций (сечения радиационного захвата нейтронов, соответствующие нейтронно-захватные спектры гамма-квантов, средние радиационные ширины) необходимо учитывать эффекты связи с фононами.

Научная новизна:

1. Рассчитаны и предсказаны магнитные моменты нечетно-нечетных ядер и соответствующих нечетных сферических ядер в основном и возбужденных состояниях в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем с универсальными для всех ядер параметрами энергетического функционала плотности Фаянса. Получено хорошее согласие с имеющимся экспериментом.
2. В рамках последовательного самосогласованного подхода изучено влияние эффектов квазичастично-фононного взаимодействия на РСФ. Впервые такой анализ выполнен для сечения радиационного захвата нейтронов, соответствующих нейтронно-захватных спектров гамма-квантов и средних радиационных ширин. Показана необходимость учета таких эффектов для всех этих характеристик.
3. Выполнен расчет и предсказаны РСФ, как в области энергий гигантского дипольного резонанса, так и пигми-дипольного резонанса, для

^{60}Ni и для нейтронно-избыточных нестабильных $^{70,72}\text{Ni}$, для которых в данный момент проводятся измерения в области энергий пигми-дипольного резонанса.

Научная и практическая значимость Диссертационная работа является теоретическим исследованием. Были выполнены расчеты магнитных моментов нечетных и нечетно-нечетных сферических ядер с помощью современного микроскопического подхода. Благодаря феноменологическому подходу показано, что при описании магнитных моментов нечетно-нечетных ядер можно уверенно использовать приближение об отсутствии взаимодействия между нечетными квазичастицами. В нашей работе показана необходимость учета связи с фононами в рамках самосогласованного подхода КПВБ, что позволяет уверенно описывать и предсказывать радиационные силовые функции, особенно структуры в области пигми-дипольного резонанса, и характеристики ядерных реакций с участием гамма-квантов, как для стабильных ядер, так и для нейтронно-избыточных ядер. Можно ожидать в ближайшее время, что наши результаты по РСФ в области пигми-дипольного резонанса в $^{70,72}\text{Ni}$ будут подтверждены.

Степень достоверности полученных результатов подтверждена, во-первых, удовлетворительным описанием экспериментальных данных с помощью микроскопических расчетов. Во-вторых, были использованы самосогласованные микроскопические подходы для расчета одночастичных схем, которые были неоднократно проверены на других свойствах ядер и их параметры универсальны, то есть одинаковы для всех ядер, кроме легких. Также наши результаты находятся в согласии с результатами работ других авторов.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и представлены в опубликованных тезисах на:

1. Международной конференции "Ядро-2012" "Фундаментальные проблемы ядерной физики, атомной энергетики и ядерных технологий" (62 Собрание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра), г. Воронеж, 25 июня – 30 июня 2012 г.
2. Всероссийском семинаре "Гигантский дипольный резонанс. Результаты и перспективы", г. Москва, 06 февраля 2014 г.
3. 15-й международном симпозиуме "Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics", г. Дрезден, 25 августа – 29 августа 2014 г.

4. Международном семинаре "International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei: "Fundamental Interactions and Neutrons, Nuclear Structure, Ultracold Neutrons, Related Topics" (ISINN 22), г. Дубна, 27 Мая - -30 Мая, 2014 г.
5. 5th Workshop on Nuclear Level Density and Gamma Strength, г. Осло, 18 Мая – 22 Мая 2015 г.
6. Международной конференции "Ядро-2015. Новые горизонты в области ядерной физики, атомной, фемто- и нанотехнологий" (65 Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра), г. Санкт-Петербург, 29 июня – 03 июля 2015 г.
7. Международной конференции "Nuclear Structure and Related Topics" ("Структура ядра и смежные проблемы"), г. Дубна, 14 июля – 18 июля 2015 г.
8. Международной конференции по ядерным данным для науки и технологии ND 2016, г. Брюгге, 11 Сентября – 16 Сентября 2016 г.
9. 6th Workshop on Nuclear Level Density and Gamma Strength, г. Осло, 8 Мая – 12 Мая 2017 г.

Личный вклад. Автор принимал активное участие в формулировании всех задач, отраженных в диссертации, в разработке методики использования микроскопических РСФ в программном комплексе EMPIRE и компьютерных программ для расчета магнитных моментов нечетных и нечетно-нечетных ядер, выполнил численные расчеты и интерпретировал их результаты, участвовал в написании статей по полученным результатам.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 13 печатных изданиях, 7 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 4 из которых изданы в зарегистрированных научных электронных изданиях, 2 — в материалах международного семинара.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и одного приложения. Полный объём диссертации составляет 112 страниц с 18 рисунками и 16 таблицами. Список литературы содержит 133 наименования.

Глава 1. Теоретические основы описания магнитных моментов и радиационных характеристик ядра

Настоящая глава посвящена основным соотношениям использованных методов, как для расчета магнитных моментов нечетных и нечетно-нечетных ядер, так и для расчета радиационных силовых функций и радиационных характеристик ядерных реакций (сечения радиационного захвата нейтронов, соответствующие нейтронно-захватные спектры и средние радиационные ширины). В разделе 1.1 кратко описан метод энергетического функционала плотности, который был разработан Фаянсом и соавторами [39] с набором параметров DF3-а [40]. Основываясь на ТКФС [2], нами были получены основные соотношения для расчета магнитных моментов нечетных ядер. Также в этом разделе описываются основные приближения и соотношения для описания магнитных моментов нечетно-нечетных ядер. Результаты расчетов будут представлены позднее в Главе 2. В разделе 1.2 описаны основные приближения и соотношения ОТКФС в квазичастичном приближении временной блокировки, который был разработан группой из Обнинска [14; 15; 19; 21; 41]. Данный метод используется для расчетов радиационных силовых функций четно-четных полумагических и дважды магических ядер, результаты которых представлены в Главе 3. Раздел 1.3 посвящен краткому описанию программного кода EMPIRE [31], который был использован нами для расчета радиационных характеристик ядерных реакций на основе РСФ, рассчитанных нами. Результаты расчета радиационных характеристик ядерных реакций будут представлены также в Главе 4.

1.1 Основные соотношения метода энергетического функционала плотности и теории конечных ферми-систем

1.1.1 Краткое описание метода энергетического функционала плотности с использованием функционала Фаянса

Необходимость описания нестабильных ядер (например, осколков деления и нейтронно-избыточных ядер) привела к развитию самосогласованных методов теории ядра. Самосогласованные теории имеют наибольшую предсказательную силу, потому что они одновременно описывают свойства и основного и возбуждённых состояний. Самосогласование — это согласование между собой среднего поля и эффективного взаимодействия, то есть расчёт обеих величин через одни и те же параметры функционала, которые универсальны для всех ядер:

$$\begin{aligned}
 U &= \frac{\delta E}{\delta \rho} \\
 \mathcal{F}^{ph} &= \frac{\delta^2 E}{\delta \rho^2} & \mathcal{F}^{pp} &= \frac{\delta^2 E}{\delta \nu^2}
 \end{aligned}
 \tag{1.1}$$

где E — энергия основного состояния как функционал от плотности, U — среднее поле, \mathcal{F}^{ph} — эффективное взаимодействие в канале "частица–дырка", \mathcal{F}^{pp} — эффективное взаимодействие в канале "частица–частица", $\rho^{p,n}$ — плотность протонов (нейтронов), $\nu^{p,n}$ — аномальная плотность протонов (нейтронов).

Для самосогласованного описания мы в данной работе используем метод энергетического функционала плотности, основанный на теоремах Хоэнберга и Кона. Теоремы Хоэнберга и Кона утверждают, что:

- Теорема 1. Существует точное однозначное соответствие между плотностью ρ основного состояния и потенциалом взаимодействия.
- Теорема 2. Энергия основного состояния квантовой системы является функционалом плотности $E_0[\rho]$. Энергия минимальна, если ρ является точной плотностью основного состояния.

Хотя теоремы Хоэнберга и Кона доказывают взаимосвязь между энергией основного состояния и плотностью, они не дают никакого правила построения этого функционала.

К сожалению, точный вид ядерного энергетического функционала плотности неизвестен. В настоящей работе используется приближённый функционал плотности, предложенный С.А. Фаянсом с соавторами [39; 42]:

$$E_0 = \int \varepsilon [\rho_n(\mathbf{r}), \rho_p(\mathbf{r}), \nu_n(\mathbf{r}), \nu_p(\mathbf{r})] d^3r \quad (1.2)$$

Так как в рамках задачи рассматривались только сферические ядра, то все члены ЭФП имеют более простой вид.

В общем виде плотность энергии состоит из следующих членов:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon_{kin} + \varepsilon_{int} \\ \varepsilon_{int} &= \varepsilon_{main} + \varepsilon_{Coul} + \varepsilon_{sl} + \varepsilon_{ss} + \varepsilon_{anomal} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Плотность кинетической энергии имеет вид:

$$\varepsilon_{kin} = \frac{1}{4\pi} \sum_{\lambda} n_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2m} \left[\left(\frac{dR_{nlj\tau}(r)}{dr} \right)^2 + \frac{l(l+1)}{r^2} R_{nlj\tau}^2(r) \right] \quad (1.4)$$

Согласно [42], нормальная часть ЭФП содержит слагаемые соответствующие центральным, спин-орбитальным и тензорным эффективным ядерным силам и кулоновскому взаимодействию для нейтронов. Главное слагаемое, содержащее центральные силы, имеет вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{main} &= \frac{C_0}{2} \left[a_+^v x_+^2 f_+^v(x) + a_-^v x_-^2 f_-^v(x) + \right. \\ &\quad \left. + a_+^s (x_+ f_+^s) \widetilde{(x_+ f_+^s)} + a_-^s (x_- f_-^s) \widetilde{(x_- f_-^s)} \right] \end{aligned} \quad (1.5)$$

где $x_{\pm} = \frac{\rho_n \pm \rho_p}{2\rho_0}$, ρ_n, ρ_p — плотность нейтронов и протонов, $\rho_0 = \frac{3}{8\pi r_0^3}$ — равновесная плотность симметричной ядерной материи ($N = Z$).

$$f_{\pm}^v(x) = \frac{1 - h_{1\pm}^v x}{1 + h_{2\pm}^v x} \quad f_{\pm}^s(x) = \frac{1}{1 + h_{\pm}^s x}$$

Коэффициент $C_0 = (dn/d\varepsilon_F)^{-1}$ здесь и далее — стандартный нормировочный коэффициент ТКФС.

Также следует определить оператор "тильда", использованный в (1.5), который определяет процедуру свертки:

$$\widetilde{\phi(\mathbf{r})} = \int D(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \phi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' \quad (1.6)$$

где

$$\begin{aligned} D(\mathbf{r} - \mathbf{r}') &= V(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|) - \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \\ &= \frac{1}{4\pi r_c^2 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{r_c}\right) - \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \end{aligned} \quad (1.7)$$

Первая часть этого выражения — это функция Юкавы, нормализованная согласно условию $\int V(|\mathbf{r}|) d\mathbf{r} = 1$. В импульсном представлении (1.7) имеет вид:

$$D(q) = -\frac{(qr_c)^2}{1 + (qr_c)^2} \quad (1.8)$$

Плотность энергии кулоновского взаимодействия в обычной форме, включая обменную часть в приближении Слейтера:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{Coul} &= \frac{1}{2} e^2 \rho_p(r) \left(\frac{1}{r} \int_0^r \rho_p(r) r^2 dr + \int_r^\infty \rho_p(r) r dr \right) - \\ &\quad - \frac{3}{4} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} e^2 \rho_p^{4/3}(r) \end{aligned} \quad (1.9)$$

Определим спин-орбитальную плотность как:

$$\rho_{sl}^\tau(\mathbf{r}) = \sum_\lambda n_\lambda^\tau \langle \phi_\lambda^{\tau*}(\mathbf{r}) (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{l}) \phi_\lambda^\tau \rangle, \quad (1.10)$$

тогда в сферически-симметричном ядре плотность спин-орбитальной энергии будет иметь вид:

$$\mathcal{F}_{sl} = C_0 r_0^2 \sum_{i,k=n,p} \left(\frac{1}{r} \rho_{sl}^i \kappa^{ik} \frac{\delta \rho^k}{\delta r} + \frac{1}{4r^2} \rho_{sl}^i g_1^{ik} \rho_{sl}^k \right) \quad (1.11)$$

Для полноты также стоит упомянуть спин-спиновый член ε_{ss} , вклад которого равен нулю в ядрах с нулевым спином. Возможной простой формой этого

слагаемого является выражение:

$$\varepsilon_{ss} = \frac{1}{2} C_0 r_0^2 \sum_{i,k=n,p} g_0^{ik} \langle \sigma \rangle^i \cdot \langle \sigma \rangle^k \quad (1.12)$$

Аномальная часть энергетического функционала, отвечающая за спаривание, выбрана в виде:

$$\varepsilon_{an}(\mathbf{r}) = \sum_{\tau} \mathcal{F}^{\xi, \tau\tau}(\mathbf{r}; [\rho]) |\nu^{\tau}(\mathbf{r})|^2, \quad (1.13)$$

где эффективное спаривательное взаимодействие имеет вид:

$$\mathcal{F}^{\xi} = C_0 f^{\xi} = C_0 \left(f_{ex}^{\xi} + h^{\xi} x^{2/3} + f_{\delta}^{\xi} r_0^2 (\nabla x)^2 \right) \quad (1.14)$$

В данной работе спаривание полагалось поверхностным, как и в работе [43].

Весь набор параметров функционала DF3-а [40] представлен в Таблице 1.1. Параметры функционала были подобраны так, чтобы описать лучшим образом экспериментальные значения энергии связи и радиусы ядер, а также одночастичные спектры дважды-магических ядер ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{132}Sn , ^{208}Pb .

Таблица 1.1 — Параметры ЭФП Фаянса DF3-а

Параметр	Значение	Параметр	Значение
a_+^v	-6.575	κ	0.190
a_-^v	5.523	κ'	0.077
h_{1+}^v	0.163	g_1	0
h_{2+}^v	0.725	g_1'	-0.308
h_{1-}^v	0	f_{ex}^{ξ}	-1.05
h_{2-}^v	3.0	h^{ξ}	0.92
a_+^s	-11.1	f_{δ}^{ξ}	0
a_-^s	-4.10	$r_c, \text{ фм}$	0.35
h_+^s	0.31	$C_0, \text{ МэВ} \cdot \text{ фм}^3$	300
h_-^s	0	—	—

1.1.2 Основные соотношения теории конечных ферми-систем в задаче расчета магнитных моментов нечетных ядер

Как и в работах [5; 6], мы рассматриваем нечетное ядро в одноквазичастичном приближении, то есть свойства основного состояния нечетного ядра определяется нечетной квазичастицей в состоянии $|\lambda\rangle = |n, l, j, m\rangle \equiv |\nu, m\rangle$, которая добавлена к четно-четному "остову". Поэтому в рамках ТКФС, статический магнитный момент μ_λ нечетного ядра с нечетным нуклоном в состоянии $|\lambda\rangle$ можно выразить через диагональный матричный элемент $\langle \lambda | V(\omega = 0) | \lambda \rangle$ эффективного поля V во внешнем статическом поле V^0 :

$$\mu_\tau = \langle \nu, m = j | V^\tau(\omega = 0) | \nu, m = j \rangle = S_j^\mu \langle \nu | V^\tau(\omega = 0) | \nu \rangle, \quad (1.15)$$

где $\tau = p, n$ и $S_j^\mu = \sqrt{\frac{j}{(j+1)(2j+1)}}$ соответствующее значение $3j$ -символа.

В самом общем виде уравнение для эффективного поля, согласно ТКФС [2], имеет вид:

$$\hat{V} = e_q \hat{V}_0 + \hat{\mathcal{F}} \hat{A} \hat{V}, \quad (1.16)$$

где члены этого уравнения — это матрицы. Приведем явную форму этих матриц для случая магнитного поля. В обозначениях, принятых в ТКФС [2], получаем:

$$\hat{V} = \begin{pmatrix} V \\ d_1 \\ d_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{V}_0 = \begin{pmatrix} V_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

$$\hat{\mathcal{F}} = \begin{pmatrix} \mathcal{F} & 0 & 0 \\ 0 & \mathcal{F}^\xi & 0 \\ 0 & 0 & \mathcal{F}^\xi \end{pmatrix}, \quad (1.18)$$

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} \mathcal{L} & \mathcal{M}^{(1)} & \mathcal{M}^{(2)} \\ \mathcal{O} & \mathcal{N}^{(1)} & \mathcal{N}^{(2)} \\ \tilde{\mathcal{O}} & \tilde{\mathcal{N}}^{(1)} & \tilde{\mathcal{N}}^{(2)} \end{pmatrix}, \quad (1.19)$$

где \mathcal{L} , $\mathcal{M}^{(1)}$ и т.д. — это различные интегралы по энергии ε от разных комбинаций функции Грина $G(\varepsilon)$ и двух функций Горькова $F_1(\varepsilon)$ и $F_2(\varepsilon)$. Выпишем

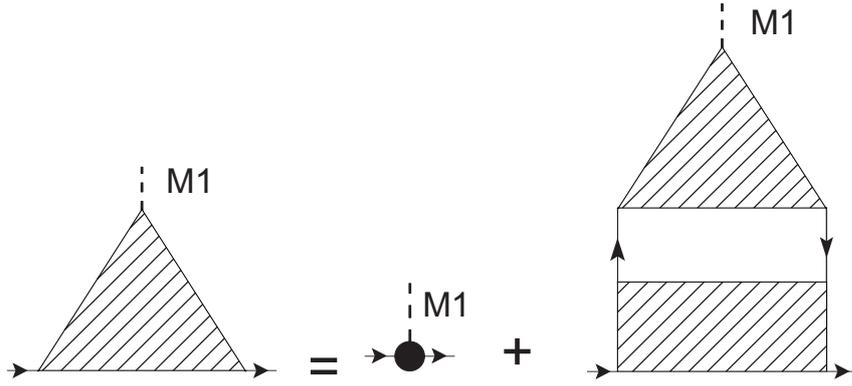


Рисунок 1.1 — Диаграмма для эффективного магнитного поля $V(M1)$.

Соответствует уравнению 1.21

только первый из них:

$$\mathcal{L} = \int \frac{d\varepsilon}{2\pi i} [G(\varepsilon)G(\varepsilon + \omega) + F_1(\varepsilon)F_2(\varepsilon + \omega)]. \quad (1.20)$$

Запишем уравнение для эффективного поля в λ -представлении:

$$V_{12}(\omega) = e_q V_{12}^0(\omega) + \mathcal{F}_{1234} A_{34}(\omega) V_{34}(\omega), \quad (1.21)$$

где для краткости $1 \equiv \lambda_1$. Уравнение (1.21) в случае ядер без спаривания представлено диаграммой Фейнмана на Рисунке 1.1.

Для ядер со спариванием в общем случае необходимо решить систему из трех уравнений (1.16) вместо одного уравнения (1.21), которое содержит два дополнительных уравнения для изменения спаривательной щели d_1 и d_2 во внешнем поле V_0 [2]. Однако, как выяснилось, например в [5], вклад d_1 и d_2 в магнитный момент мал, поэтому в данной работе эти дополнительные уравнения не учитываются. В этом случае имеем только один пропагатор в уравнении (1.21) для спаривания:

$$\mathcal{L}_{12} = A_{12} = -\frac{E_1 E_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2 - \Delta_1 \Delta_2}{2E_1 E_2 (E_1 + E_2)} \quad (1.22)$$

где $E_1 = \sqrt{(\varepsilon_1 - \mu)^2 + \Delta_1^2}$, μ и Δ_1 - это энергия квазичастицы, химический потенциал и диагональный матричный элемент щели Δ , соответственно.

Для ядер без спаривания, пропагатор A_{12} имеет следующий вид:

$$A_{12} = \frac{n_1 - n_2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} \quad (1.23)$$

где $n_1 = (0,1)$ числа заполнения. В случае расчета магнитных моментов основной вклад в эффективное взаимодействие — это спин-спиновое взаимодействие, поэтому эффективное взаимодействие имеет вид:

$$\mathcal{F} = C_0 (g + g' \boldsymbol{\tau}_1 \boldsymbol{\tau}_2) \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) \delta(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_4). \quad (1.24)$$

Теперь определим вид локального квазичастичного заряда в уравнении (1.21) в случае расчета магнитных моментов с помощью выражения для затравочного поля:

$$e_q V_0 = e_q \hat{\boldsymbol{\mu}} = \frac{1 + (1 - 2\zeta_l) \hat{\tau}_3}{2} \hat{\mathbf{j}} + \frac{(\gamma_p + \gamma_n - \frac{1}{2}) + [(\gamma_p - \gamma_n)(1 - 2\zeta_s) - \frac{1}{2} + \zeta_l] \hat{\tau}_3}{2} \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \quad (1.25)$$

таким образом величины $e_{qs}^p, e_{qs}^n, g_l^p, g_l^n$ в уравнении (2.1) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} e_{qs}^p &= (1 - \zeta_s) \gamma^p + \zeta_s \gamma^n - \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \zeta_l, & g_l^p &= 1 - \zeta_l, \\ e_{qs}^n &= (1 - \zeta_s) \gamma^n + \zeta_s \gamma^p + \frac{1}{2} \zeta_l, & g_l^n &= \zeta_l. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Для получения конечных формул для расчета матричных элементов вершины $V(M1)$ остается только выполнить отделение угловых переменных. Конечные формулы, которые были использованы в работе, и детали расчетов представлены в разделе 2.2.

1.2 Основные соотношения обобщенной теории конечных ферми-систем в квазичастичном приближении временной блокировки

1.2.1 Понятие о радиационной силовой функции

Испускание γ -квантов является одним из самых важных каналов ядерных реакций и сопровождает большинство ядерных реакций. И фотопоглощение, и гамма-распад могут быть описаны через радиационную силовую функцию. По определению радиационная силовая функция описывает среднюю силу переходов, включая переходы между возбужденными состояниями [44]. Существует два типа РСФ:

- РСФ для гамма-распада, которая определяется через среднюю парциальную ширину распада:

$$\overleftarrow{f}_{E1}(\omega) = \frac{\langle \Gamma_{E1}(\omega) \rangle}{\omega^3 D_I} \quad (1.27)$$

- РСФ для фотовозбуждения, которая связана с сечением фотопоглощения:

$$\overrightarrow{f}_{E1}(\omega) = \frac{\langle \sigma_{E1}(\omega) \rangle}{3(\pi \hbar c)^2 \omega} \quad (1.28)$$

Решение задачи описания спектра возбуждения четно-четного ядра в большинстве случаев может быть сведено к вычислению функции распределения силы переходов в ядре (силовой функции) $S(\omega)$, вызываемых внешним полем V^0 :

$$S(\omega) = \sum_{n \neq 0} [|\langle n | V^{0+} | 0 \rangle|^2 \delta(\omega - \omega_n) - |\langle n | V^0 | 0 \rangle|^2 \delta(\omega + \omega_n)] \quad (1.29)$$

где $|n\rangle$ и $|0\rangle$ возбужденные и основное состояния ядра.

Как уже говорилось во Введении, гипотеза Бринка–Акселя — это основное предположение, которое используется в настоящее время в расчетах ядерных реакций с участием γ -квантов до энергии возбуждений 20–25 МэВ. Выполнение

гипотезы Бринка–Акселя и принципа детального равновесия позволяет нам связать три величины

- РСФ $f_{E1}(\omega) = \overleftarrow{f}_{E1}(\omega) = \overrightarrow{f}_{E1}(\omega)$, которая затем используется для расчета характеристик ядерных реакций с участием γ -квантов
- Сечение фотопоглощения
- Силовая функция $S(\omega)$:

$$\begin{aligned} f_{E1}(\omega) &= \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{\sigma(\omega)}{\omega} \\ \sigma(\omega) &= \frac{16\pi^3 e^2}{9\hbar c} \omega S(\omega) \end{aligned} \quad (1.30)$$

Чтобы рассчитать РСФ "в лоб" на микроскопическом уровне, надо знать природу возбужденных состояний и вероятности переходов между ними. Решение такой задачи в полной мере представляется практически невыполнимым из-за очень сложной структуры уровней в области ПДР, что следует хотя бы из обсуждения проблем ПДР во Введении. РСФ можно рассчитать теоретически в небольшом интервале энергий, если известна природа уровней.

1.2.2 Квазичастичное приближение временной блокировки

Использование гипотезы Бринка–Акселя позволяет нам упростить задачу описания возбуждений ядра и свести задачу расчета силовой функции к расчету силовой функции только для переходов между основным и возбужденным состоянием. В рамках формализма функций Грина силовая функция полностью определяется функцией отклика ядра $R(\omega)$ [19; 21]:

$$S(\omega, \Delta) = \frac{1}{2\pi} \sum_{1234} V_{21}^{0*} R_{12,34}(\omega + i\Delta) V_{43}^0 \quad (1.31)$$

где Δ — мнимая часть энергии γ -кванта, который является параметром усреднения, который вводится для размазки силовой функции. Данный параметр представляет собой дополнительную искусственную ширину для каждого возбуждения и эта ширина позволяет эффективно учесть вклад конфигураций, которые в нашем подходе не учтены явным образом.

Функция отклика определяется уравнением Бете–Солпитера в частично-дырочном канале в символическом виде:

$$R = R^0 + iR^0UR \quad (1.32)$$

где $R^0 = -GG$, а G — точная одночастичная функция Грина. В уравнении (1.32) \mathcal{U} — неприводимая амплитуда нуклон-нуклонного взаимодействия в частично-дырочном канале. Уравнение (1.32) является лишь одним из уравнений, входящих в замкнутую систему нелинейных уравнений. Также в эту систему входит уравнение, которое определяет амплитуду эффективного взаимодействия:

$$\mathcal{U}_{12,34} = i \frac{\delta \Sigma_{34}}{\delta G_{12}} \quad (1.33)$$

где Σ — одночастичный массовый оператор, который связан с функцией Грина G уравнением Дайсона:

$$G = G_0 + G_0 \Sigma G \quad (1.34)$$

в котором G_0 — функция Грина свободной частицы.

Для дальнейшего анализа учета поправок в общий массовый оператор Σ и общую амплитуду эффективного взаимодействия \mathcal{U} необходимо ввести набор базисных функций $\{\psi_1(y)\}$ в расширенном конфигурационном пространстве. Для ферми-систем со спаривательными корреляциями эти функции зависят от координат $y = \{\mathbf{r}, \sigma, \tau, \chi\}$, где \mathbf{r} — пространственная координата, спиновая σ и изоспиновая τ переменные, а $\chi = \pm 1$ — дополнительный индекс для обозначения разных компонент одночастичных функций в расширенном конфигурационном пространстве. Индекс $1 = \{\lambda_1, \eta_1\}$ включает λ , который является индексом обычного одночастичного состояния (то есть $\lambda = \{\tau_\lambda, n, l, j, m\}$ для сферически симметричных ядер) и индекс η_1 (равен $+1$ в случае частиц и -1 для дырок), который является знаком собственного значения соответствующего функции $\psi_1(y)$, то есть $\mathcal{H}\psi_1 = E_1\psi_1$ (\mathcal{H} — одночастичный гамильтониан), а его собственное значение $E_1 = \eta_1 E_\lambda$.

Представим общий массовый оператор Σ и общую амплитуду эффективного взаимодействия \mathcal{U} как сумму двух слагаемых:

$$\Sigma = \tilde{\Sigma} + \Sigma^e, \quad \mathcal{U} = \tilde{\mathcal{U}} + \mathcal{U}^e \quad (1.35)$$

где первые слагаемые в (1.35) слабо зависят от энергии, так что в частном случае самосогласованного метода Хартри–Фока–Боголюбова, который ограничивается двухчастичными взаимодействиями, получаем, что $\tilde{\Sigma} = \Sigma^{HFB}$ и $\tilde{\mathcal{U}} = \mathcal{U}^{HFB}$. Если положить, что $\Sigma^e = 0$ и $\mathcal{U}^e = 0$, то получим стандартный подход КМХФ. Для того, чтобы выйти за пределы КМХФ, необходимо подходящее приближение для величин Σ^e и \mathcal{U}^e .

Опишем основные особенности подхода. При выводе основных соотношений использовался факт существования малого параметра α для дважды магических и полумагических ядер:

$$\alpha = \frac{\langle 1 \| g^m \| 2 \rangle^2}{(2j_1 + 1)\omega_m^2} < 1 \quad (1.36)$$

где $\langle 1 \| g^m \| 2 \rangle$ — приведенный матричный элемент амплитуды рождения фонона [2], с энергией ω_s . Данное приближение называется g^2 -приближение. Это помогло существенно упростить подход. Так как полный учет одночастичного континуума в ядрах со спариванием представляет собой сложную и до сих пор нерешённую задачу, то одночастичный континуум учитывается только в дискретизованном виде. В работе [45] было показано, что такое упрощение оказывает небольшое влияние на РСФ. В подходе учитываются корреляции в основном состоянии, вызванные сложными конфигурациями. Однако, из-за проблем, связанных со спариванием, эти корреляции были учтены и изучены только для дважды магических ядер [22]. В модели КПВБ для учета $2q \otimes$ фонон конфигураций, ограничиваясь g^2 -приближением, используется приближение для величин Σ^e и \mathcal{U}^e в аналитическом виде:

$$\Sigma_{12}^e(\varepsilon) = \sum_{3,\eta,m} \frac{\delta_{\eta,\eta_3} g_{13}^{m(\eta)*} g_{23}^{m(\eta)}}{\varepsilon - E_3 - \eta(\omega_m - i \cdot 0)} \quad (1.37)$$

$$\mathcal{U}_{12,34}^e(\omega, \varepsilon, \varepsilon') = \sum_{\eta,m} \frac{\eta g_{31}^{m(\eta)*} g_{42}^{m(\eta)}}{\varepsilon - \varepsilon' + \eta(\omega_m - i \cdot 0)} \quad (1.38)$$

Здесь введено обозначение $g_{13}^{m(\eta)} = \delta_{\eta,+1} g_{12}^m + \delta_{\eta,-1} g_{21}^{m*}$, где g_{12}^m — матричный элемент амплитуды рождения фонона. Предполагается, что данная величина

связана с изменением матрицы плотности с помощью уравнений КМХФ:

$$g_{12}^{m(\eta)} = \sum_{34} \tilde{\mathcal{F}}_{12,34} \frac{\eta_1 \delta_{\eta_1, -\eta_2}}{\eta \omega_m - E_{12}} g_{34}^{m(\eta)}, \quad \rho_{12}^{m(\eta)} = \frac{\eta_1 \delta_{\eta_1, -\eta_2}}{\eta \omega_m - E_{12}} g_{12}^{m(\eta)} \quad (1.39)$$

После введения дополнительных поправок к массовому оператору и амплитуде взаимодействия, нужно переопределить функцию отклика. Используя разложение (1.35) можно трансформировать оба уравнения (1.32) и (1.34) в системы из двух уравнений, которые в символьном виде имеет вид:

$$\begin{aligned} G &= \tilde{G} + \tilde{G} \Sigma^e G \\ \tilde{G} &= G^0 + G^0 \tilde{\Sigma} \tilde{G} \\ R &= R^e + i R^e \tilde{\mathcal{U}} R \\ R^e &= R^0 + i R^0 \mathcal{U}^e R^e \end{aligned} \quad (1.40)$$

Теперь введем обобщенный пропагатор A , который будет в явном виде учитывать рассматриваемые сложные конфигурации, и величину B , в которую входит все остальное:

$$\int \frac{d\varepsilon}{2\pi i} R_{12,34}^e(\omega, \varepsilon) = A_{12,34}(\omega) + B_{12,34} \quad (1.41)$$

Предполагается, что слагаемое B слабо зависит от ω по сравнению с пропагатором A :

$$R_{12,34} = \sum_{5678} (e_q^+)_{12,56} R_{56,78}^{eff}(\omega) (e_q)_{78,34} + \sum_{56} B_{12,56} (e_q)_{56,34} \quad (1.42)$$

где $R^{eff}(\omega)$ удовлетворяет:

$$R_{12,34}^{eff}(\omega) = A_{12,34}(\omega) - \sum_{56,34} A_{12,56}(\omega) \mathcal{F}_{56,78}(\omega) R_{78,34}^{eff}(\omega) \quad (1.43)$$

И новый оператор эффективного заряда e_q и эффективной амплитуды частично-дырочного взаимодействия \mathcal{F} имеют вид:

$$(e_q)_{12,34} = \delta_{13} \delta_{24} - \sum_{56} \mathcal{F}_{12,56} B_{56,34} \quad (1.44)$$

$$\mathcal{F}_{12,34} = \sum_{56} (e_q)_{12,56} \tilde{U}_{56,34} \quad (1.45)$$

Последнее уравнение в (1.40) содержит полную функцию Грина и, согласно уравнению (1.41), определяет обобщенный пропагатор A в уравнении (1.43). Это уравнение можно привести к виду:

$$R^e = \tilde{R}^0 + i\tilde{R}^0 \mathcal{W}^e R^e \quad (1.46)$$

где

$$\tilde{R}_{12,34}^0 = -\tilde{G}_{31} \tilde{G}_{24} \quad (1.47)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{W}^e(z^1, z^2; z^3, z^4) = & \mathcal{U}^e(z^1, z^2; z^3, z^4) + i\Sigma^e(z^3, z^1) \tilde{G}^{-1}(z^2, z^4) + \\ & + i\tilde{G}^{-1}(z^3, z^1) \Sigma^e(z^2, z^4) - i\Sigma^e(z^3, z^1) \Sigma^e(z^2, z^4) \end{aligned} \quad (1.48)$$

Уравнение (1.46) является базовым для построения обобщенного пропагатора A . В энергетическом представлении, уравнение (1.46) является интегральным уравнением для функции $R^e(\omega, \varepsilon, \varepsilon')$, которое, строго говоря, не может быть сведено к замкнутому уравнению для $R^e(\omega)$ из-за энергетической зависимости \mathcal{U}^e и Σ^e . Благодаря приближенному методу хронологического расщепления диаграмм (МХРД), который был разработан [15] для решения уравнения Бете–Солпитера в дважды магических ядрах и обобщен на ядра со спариванием [21], можно избежать проблем при точном решении уравнения (1.46) и построить обобщенный пропагатор A . Здесь опишем только основную идею метода и ее конечный результат.

Во-первых, функцию \tilde{R}^0 , определенную в (1.47), можно разделить на две части $\tilde{R}^0 = \tilde{R}^{0(a)} + \tilde{R}^{0(b)}$, где:

$$\tilde{R}_{12,34}^{0(a)}(t_1, t_2; t_3, t_4) = -\delta_{\eta_1, -\eta_2} \theta(\eta_1(t_4 - t_1)) \theta(\eta_1(t_3 - t_2)) \tilde{G}_{31}(t_3, t_1) \tilde{G}_{24}(t_2, t_4), \quad (1.49)$$

а член $\tilde{R}^{0(b)}$ частично поглощается при перенормировке. По сравнению с исходной функцией \tilde{R}^0 слагаемое $\tilde{R}^{0(a)}$ содержит две дополнительных ступенчатых функции Хевисайда и множитель $\delta_{\eta_1, -\eta_2}$. С одной стороны, эти добавки позволяют нам получить в энергетическом представлении замкнутую систему алгебраических уравнений для основных слагаемых функции R^e , решить которые легче, чем исходное уравнение (1.46). А с другой, благодаря этим дополнительным функциям, приближительное решение уравнения (1.46), полученное таким обра-

зом, содержат основной вклад конфигураций типа $2q$ и $2q \otimes$ фонон, а остальные, более сложные конфигурации ($2q \otimes 2$ фонон, $2q \otimes 3$ фонон и т.д.) частично блокированы во временном представлении (отсюда и название приближения КПВБ). То есть в нашей модели (модели учета сложных $2q \otimes$ фонон конфигураций) остаются те диаграммы, на которых во временном представлении невозможен временной разрез, пересекающий две или более фононных линии. В конечном счете обобщенный пропагатор A будет содержать в себе, во-первых, сумму бесконечного числа слагаемых всех порядков из $\tilde{R}^{0(a)}$, и, во-вторых, слагаемые из $\tilde{R}^{0(b)}$. При этом учитываются корреляции в основном состоянии. Конечный результат для обобщенного пропагатора A представлен в Приложении А.

После определения обобщенного пропагатора A из формул (1.31) и (1.42) получаем конечное выражение для силовой функции:

$$S(\omega, \Delta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{1234} (e_q V^0)_{21}^* R_{12,34}^{eff}(\omega + i\Delta) (e_q V^0)_{43} \quad (1.50)$$

$$(e_q V^0)_{12} = \sum_{34} (e_q)_{21,43} V_{34}^0 \quad (1.51)$$

Видно, что перенормированная функция отклика $R^{eff}(\omega)$ полностью определяет силовую функцию. Но на практике уравнение (1.43) не решается. Вместо этого вводится изменение матрицы плотности $\rho_{12}(\omega)$ во внешнем поле $V^0(\omega)$, которая определяется как

$$\rho_{12}(\omega) = - \sum_{34} R_{12,34}^{eff}(\omega) (e_q V^0)_{43} \quad (1.52)$$

Используя это определение в уравнении (1.43) получаем уравнение для изменения матрицы плотности в координатном представлении

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}, \omega) = & - \int d^3 \mathbf{r}' A(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) (e_q V^0)(\mathbf{r}, \omega) - \\ & - \int d^3 \mathbf{r}' d^3 \mathbf{r}'' A(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathcal{F}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') \rho(\mathbf{r}'', \omega) \end{aligned} \quad (1.53)$$

Это окончательное уравнение, которое решается в работах. Формально вид данного уравнения не отличается от аналогичного уравнения в ТКФС, но в случае ОТКФС величины \mathcal{F} , e_q и пропагатор A определяются по другому в отличие от аналогичных величин в ТКФС. Больше всего в данном уравнении отличается

пропагатор A (см. Приложение А). Таким образом, выбирая или пропагатор КМХФ, или обобщенный пропагатор КПВБ, можно выбрать учитывать или нет связь с фононами для расчетов РСФ. Используя определение изменения матрицы плотности (1.52), можно через нее выразить силовую функцию как

$$S(\omega, \Delta) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \sum_{12} (e_q V^0)_{21}^* \rho_{12}(\omega + i\Delta) \quad (1.54)$$

Как уже указывалось ранее, в подходе вводятся новые эффективное взаимодействие $\tilde{\mathcal{F}}$ и локальные заряды \tilde{e}_q , которые играют ту же роль, что и величины \mathcal{F} и e_q в стандартной ТКФС. По определению эти величины не должны включать сложные конфигурации, которые учитываются явно. Однако, так как используется малое число фононов, то поправки к \mathcal{F} и e_q , вызванные этими фононами, должны быть нерегулярными и дальнего порядка действия [46]. По этому полагается, что можно использовать старые параметры для величин \mathcal{F} и e_q , вместо новых, что и подтвердилось расчетами [19]. Уравнения (1.53), (1.54) являются главным результатом используемого метода.

1.2.3 Детали расчетов радиационных волновых функций

Как уже указывалось выше, в работе среднее поле и одночастичный базис рассчитываются в рамках метода ХФБ с использованием сил Скирма с помощью кода HFBRAD [47]. Для изотопов олова использовался набор параметров сил Скирма SLy4, а для изотопов никеля BSk17. Данные параметризации были выбраны из числа популярных и проверенных наборов параметров сил Скирма таким образом, чтобы лучше описывать энергии и вероятности возбужденных состояний натуральной четности для четно-четных ядер. Получаемые одночастичные волновые функции и энергии используются одинаковым образом как, для описания фононов, так и для описания РСФ в методах КМХФ и КПВБ. В общем случае, в КПВБ одночастичный спектр учитывается полностью на уровне МХФ для дважды-магических ядер. Однако, в ядрах со спариванием технически сложно учесть континуум полностью, поэтому в работе одночастичный континуум учитывается в дискретном виде. Такое упрощение было провере-

но, например, в работе [41] для ядер $^{132,176}\text{Sn}$. Для решения дифференциальных уравнений метода ХФБ использовался метод Нумерова с нулевыми граничными условиями для радиальной части волновой функции. В расчетах одночастичного спектра были использованы сферическая коробка радиуса $R = 24$ фм и верхний предел обрезания спектра равен $E_{max} = 100$ МэВ. Для учета спаривания в методе ХФБ соответствующая часть функционала плотности была выбрана в виде:

$$\mathcal{E}_{pair} = -V_{pair} \sum_{\tau} \left(1 - \alpha \frac{\rho}{\rho_s}\right) \tilde{\rho}_{\tau}^2 \quad (1.55)$$

где ρ и $\tilde{\rho}$ - нормальная и аномальная плотность. В расчетах спаривание полагалось объемным, то есть $\alpha = 0$.

Для описания характеристик фононов применялось уравнение для амплитуды рождения фононов (1.39). В расчетах эффективное взаимодействие в частично-дырочном канале использовалось в упрощенном виде по сравнению с взаимодействием, рассчитанным как вторая вариационная производная энергетического функционала Скирма [48]. Мы опустили спин-орбитальные члены и аппроксимировали скоростные члены пределом Ландау–Мигдала. Было два типа скоростных членов: первый это $\propto \mathbf{k}^2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, а второй $\propto \mathbf{k}^{\dagger} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \mathbf{k}$ (Р-волна в импульсном представлении). После усреднения по углу для первого члена получим $k_F^2 \delta(r - r')/2$, а для второго — нуль. Также при решении уравнения для амплитуды рождения фононов не учитывалось эффективное взаимодействие для частично-частичного канала. В расчетах РСФ в рамках КПВБ используются все фононы (от 12 до 18) натуральной четности (2^+ , 3^- , 4^+ , 5^- , 6^+) с энергией меньшей, чем 10 МэВ.

1.2.4 Метод силового согласования между средним полем и эффективным взаимодействием

Как уже указывалось выше, в работе среднее поле и одночастичный базис рассчитывались в рамках метода ХФБ с использованием сил Скирма. Как известно, в методе ХФБ волновые функции не являются собственными функциями оператора импульса, что приводит к спонтанному нарушению трансляционной симметрии. В частности, следствием этого является существования

духового состояния с мультипольностью $E1$, энергией и вероятностью перехода не равными нулю. Также параметры сил Скирма уже учитывают вклад фононов. В рамках ТКФС в работе [49] было показано, что согласование между средним полем и эффективным взаимодействием восстанавливает данное нарушение симметрии. Все упрощения, а также возможный двойной учет фононных поправок приводят к нарушению согласования и, поэтому, необходимо поправить параметры эффективного взаимодействия, так чтобы духовое состояние имело энергию перехода и вероятность возбуждения равными нулю. Это также согласуется с работой Бертча и др. [46], в которой доказывается необходимость правки эффективного взаимодействия при учете дополнительных корреляций.

Вкратце опишем процедуру для восстановления самосогласования, так называемое силовое согласование [50]. Энергии коллективного $E1$ -возбуждения в ТКФС определяется полюсами в плотности перехода:

$$\delta\rho_{S,\tau}(r,\omega) = \frac{\xi_{S,\tau}(r)}{\omega - \omega_0} + \delta\rho_{S,\tau}(r,\omega)^{reg} \quad (1.56)$$

где $\omega_0 = 0$ для случая духового состояния. Это условие может быть выполнено если включить дополнительное слагаемое к эффективному взаимодействию $\mathcal{F}_S^{\tau\tau'}$. Этот добавочный член выберем в виде:

$$\mathcal{F}_{S\tau,S'\tau'}^{rest}(r,r') = \sum_{k=1}^2 \kappa_k f_k^{S\tau}(r) f_k^{S'\tau'}(r') \quad (1.57)$$

где функции $f_k^{S\tau}$ связаны друг с другом формулой:

$$f_2^{S\tau}(r) = \sum_{\tau'} \mathcal{F}_S^{\tau\tau'}(r) \xi_{S\tau'}(r) \quad (1.58)$$

где

$$\xi_{S\tau}(r) = \sum_{S'} \int_0^\infty dr' r'^2 A_{1S,1S'}^{(\tau)1}(r,r';\omega_0) f_1^{S'\tau}(r') \quad (1.59)$$

и константы κ_1 и κ_2 определяются формулой:

$$\kappa_k = - \left(\sum_{S\tau} \int_0^\infty r^2 f_k^{S\tau}(r) \xi_{S,\tau}(r) dr \right)^{-1} \quad (1.60)$$

В модели вид амплитуды $\mathcal{F}_S^{\tau\tau'}$ и U уже задан. Поэтому добавочный член к эффективному взаимодействию $\mathcal{F}_{S\tau,S'\tau'}^{rest}$ полностью определяется функцией $f_1^{S\tau}$. В данном случае эту функцию определяется как:

$$f_1^{S\tau}(r) = \delta_{S0} \frac{dU_\tau(r)}{dr} \quad (1.61)$$

Затем для скоростного члена эффективного взаимодействия, который пропорционален $t_{ex} k_F^2 / 2\delta(r - r')$, параметр t_{ex} выбирается таким образом, чтобы энергия духового состояния равнялась нулю. В расчетах этот подгоночный параметр t_{ex} менялся в пределах $1 - 1.25$. Теперь остается только сделать вероятность перехода $B(E1)$ равной нулю. Этого легко добиться потому что:

$$B_0(E1) = 3 \sum_{\tau} e_{\tau} \int_0^{\infty} r^3 \xi_{0\tau}(r) dr \quad (1.62)$$

где $e_p = eN/A$ и $e_n = -eZ/A$. И затем, выбрав глубину потенциальной ямы в формуле (1.61) таким образом, чтобы выполнялось равенство:

$$Z \int_0^{\infty} r^3 \xi_{0n}(r) dr = N \int_0^{\infty} r^3 \xi_{0p}(r) dr \quad (1.63)$$

получаем $B_0(E1) = 0$. Такая процедура подходит для пропагатора A любого вида, как в приближении КМХФ, так и при учете более сложных конфигураций. Подчеркнем, что если учитывать полностью все слагаемые в силах Скирма, как это сделано в недавних работах [22; 51], то эта процедура не требуется.

1.3 Краткое описание, использованного кода EMPIRE

Коды для расчета ядерных реакций являются инструментом для предсказания сечений и спектров, которые еще не измерены или нуждаются в интерполяции или экстраполяции на другие области энергий. Использование теорий и моделей является единственным жизнеспособным способом для получения полных и согласованных файлов ядерных данных. Наиболее современными, часто используемыми и полными кодами для расчета ядерных реакций являются

GNASH [52], TALYS [53] и EMPIRE [31]. В настоящей работе для расчета радиационных характеристик ядерных реакций использовался код EMPIRE. Код EMPIRE разрабатывается командой по руководством М. Хермана и Р. Капоте, начиная с конца 1970-х годов, на базе Национального центра по ядерным данным (NNDC) Брукхейвенской Национальной Лаборатории (с 2003 года).

Основные особенности кода EMPIRE:

- является достаточно полным с точки зрения наблюдаемых каналов реакций и прикладных моделей ядерных реакций;
- является гибким в том смысле, что код позволяет проводить расчеты для различных налетающих частиц в широком диапазоне энергий;
- является простым в использовании за счет упрощения ввода и благодаря использованию по умолчанию встроенных величин и библиотек входных параметров;
- является открытым для добавления новых моделей ядерных реакций благодаря модульной структуре;
- обеспечивает полную последовательность операций для генерации файлов в формате ENDF-6 и сравнения графиков.

Статистическая модель, используемая в EMPIRE для расчетов радиационных характеристик ядерных реакций, это продвинутая реализация модели Хаузера–Фешбаха. Испускание нейтронов, протонов, α -частиц, легких ионов и γ -квантов учитывается вместе с таким конкурирующим каналом, как деление. Угловое распределение испускаемых частиц из составного ядра считается изотропным. В промежуточном ядре рассматривается полный γ -каскад. Особенное внимание уделено определению плотности ядерных уровней, которая может быть рассчитана в неадиабатическом приближении с учетом вращательных и колебательных усилений. Эти коллективные эффекты уменьшаются с увеличением энергии. Плотности уровней приобретают динамические особенности из-за вращательного усиления в зависимости от формы ядра. В рамках статистической модели ядерных реакций, вклад состояний составного ядра со спином J , четностью π , и энергией возбуждения E в канале b определяется отношением ширины канала Γ_b к общей ширине $\Gamma_{tot} = \sum_c \Gamma_c$, умноженной на заселенность уровня $\sigma_a(E, J, \pi)$. Это также верно и для вторичных составных ядер, которые образуются при последующем испускании частиц. Единственное отличие состоит в том, что в то время как первое составное ядро изначально

возбуждается до определенной энергии, вторичное составное ядро создается с энергией возбуждения из всего интервала возможных энергий. Каждое такое состояние имеет вклад в сечение:

$$\sigma_b(E, J, \pi) = \sigma_a(E, J, \pi) \frac{\Gamma_b(E, J, \pi)}{\sum_c \Gamma_c(E, J, \pi)}. \quad (1.64)$$

Эти состояния суммируются по всем спином J и четностям π , и интегрируются по всей энергии возбуждения E для получения сечений. Распадная ширина для частицы c равна:

$$\Gamma_c(E, J, \pi) = \frac{1}{2\pi\rho_{CN}(E, J, \pi)} \sum_{J'=0}^{\infty} \sum_{\pi'} \sum_{j=J-J'}^{J+J'} \int_0^{E+S_c} \rho_c(E', J', \pi') T_c^{l,j}(E - E' + S_n) dE' \quad (1.65)$$

где S_n энергия отделения частицы c в составном ядре, ρ — плотность уровней, и $T_c^{l,j}(\varepsilon)$ означает коэффициент проницаемости для частицы c имеющей энергию $\varepsilon = E + S_n - E'$ и угловой момент l . Для дискретных уровней с энергией E_i , спином J_i и четностью π_i плотность уровней $\rho(E, J', \pi')$ сводится к $\delta(E - E_i)\delta_{(J', J_i)}\delta(\pi', \pi_i)$.

Из указанного выше следует что, для описания характеристик ядерных реакций с участием γ -квантов необходима информация о коэффициенте проницаемости для γ -квантов в выходном канале. В коде EMPIRE коэффициент проницаемости $T_{Xl}(E_\gamma)$ описывается как смесь одночастичной модели Вайскопфа [54] и модели гигантского мультипольного резонанса, которая опирается на гипотезу Бринка–Акселя [17; 18]:

$$T_{Xl} = (1 - t)T_{Xl}^{Weiss} + tT_{Xl}^{GMR} \quad (1.66)$$

где t — весовой параметр для моделей. По умолчанию в коде EMPIRE используется $t = 1$, то есть используется чистая модель гигантского мультипольного резонанса. В этом случае коэффициент проницаемости определяется через радиационную силовую функцию:

$$T_{Xl}(E_\gamma) = 2\pi f_{Xl}(E_\gamma) E_\gamma^{2l+1} \quad (1.67)$$

Как уже указывалось во Введении и было также ранее показано, например, в RIPL-2 [32] и будет показано в Главе 3, в данный момент используемые феноменологические модели РСФ (например, в EMPIRE уже встроены 6 различных моделей для РСФ) не способны описать структуры при энергиях меньших энергии отделения нейтрона. По этой причине с 2006 года в RIPL-2 [32] и RIPL-3 [34] уже включены РСФ, рассчитанные самосогласованно с помощью методов ХФБ с силами Скирма и КМХФ [11]. В Главе 3 будет показано, что для микроскопического описания радиационных характеристик ядерных реакций это необходимо, но также следует выйти за рамки метода КМХФ и учесть эффекты связи с фононами, модель учета которых описана в разделе 1.2.

Глава 2. Самосогласованные расчеты магнитных моментов нечетных и нечетно-нечетных ядер

В настоящей главе представлены результаты расчета магнитных моментов более ста нечетных и нечетно-нечетных ядер в основном и возбужденных состояниях на основе метода ЭФП и самосогласованной версии ТКФС. Основные соотношения были представлены в разделе 1.1. Как указывалось в разделе 1.1 для расчетов были выбраны те нечетно-нечетные ядра, у которых протонные и нейтронные частицы (дырки) поверх дважды магического или полумагического "остова", и с экспериментально известными магнитными моментами. Нами рассчитывались магнитные моменты только тех нечетных ядер, из которых можно составить выбранные нечетно-нечетные ядра. Также для нечетно-нечетных ядер использовался феноменологический подход, то есть для нечетно-нечетных ядер в качестве значения магнитных моментов нечетных подсистем использовались экспериментальные значения соответствующих нечетных ядер.

Глава 2 основана на работах автора [55] и [56].

2.1 История проблемы и ее современное состояние

Магнитный момент ядра является важной характеристикой, которая привлекает внимание с ранних этапов развития физики ядра. Данная характеристика дает богатую информацию о структуре ядра и служит убедительным тестом для моделей ядра. С начала развития до последних десятилетий были разработаны многие успешные модели структуры ядра, например такие как модель оболочек [1], метод хаотических фаз [25] и теория конечных ферми-систем [2]. Однако, применение этих моделей к проблеме магнитных моментов до сих пор остается недостаточно удовлетворительным.

В простейшей одночастичной модели оболочек магнитный момент нечетного ядра определяется только одним нуклоном (приближение валентного нуклона), так называемая формула Шмидта. Почти все магнитные моменты ядер расположены между двумя линиями Шмидта. Поэтому были приложены зна-

чительные усилия для описания отклонений магнитных моментов от значений Шмидта, вклад в которые могут вносить взаимодействие между нуклонами, мезон-обменные токи и квазичастично-фононное взаимодействие. Отклонения от Шмидтовских значений объяснялись с помощью поправок к этой обычной модели оболочек. А. Арима и Г. Хори были первыми, кто объяснил эти отклонения путем учета смешивания более сложных конфигураций, включающих частично-дырочные возбуждения (поляризация "остова") [57; 58]. Для расчета смешивания они вводили феноменологическое остаточное взаимодействие, зависящее от спина, и использовали теорию возмущений первого порядка. В этом приближении, смешивание могло появиться только если существовали частично-занятые спин-орбитальные дублеты рядом с поверхностью Ферми. В 1960-х после многих расчетов стало ясно, что учета эффектов первого порядка недостаточно для объяснения отклонений от шмидтовских значений.

В середине 1960-х А. Б. Мигдал [2] разработал более основательный подход. Этот подход позже был назван теорией конечных ферми-систем. Основанный на концепте квазичастиц, подход во многом похож на теорию фермижидкостей Ландау [59]. ТКФС оперирует эффективным квазичастичным взаимодействием, так называемым взаимодействием Ландау–Мигдала. Это взаимодействие определяется через параметры эффективного взаимодействия Ландау–Мигдала, которые должны быть одинаковыми для всех тяжёлых и средних ядер. Оно определяет функцию отклика ядра или эффективное поле V , которое действует на квазичастицу во внешнем поле V_0 . Для описания M1, наиболее важны центральные амплитуды сил Ландау–Мигдала, зависящие от спина. В первых расчетах магнитных моментов в рамках ТКФС [2] использовалось так называемое "одноквазичастичное" приближение, в котором нечетное ядро рассматривалось как система с квазичастицей, добавленной к четно-четному "остову", в состоянии λ_0 на поверхности Ферми. В ТКФС квазичастицы отличаются от частиц в оболочечной модели двумя свойствами. Во-первых, они обладают эффективным локальным квазичастичным зарядом $e_q[V_0]$ по отношению к внешнему полю V_0 определенной симметрии. Этот заряд, как правило, отличается от заряда "голой" частицы. Во-вторых, "остов" поляризуется посредством взаимодействия Ландау–Мигдала. При этом в ТКФС оба этих эффекта учитываются в уравнении МХФ-вида для эффективного поля V с помощью внешнего поля V_0 , $e_q[V_0]$ и эффективного взаимодействия \mathcal{F} . Значение

магнитного момента определяется одночастичным матричным элементом этого перенормированного поля $\mu_{\lambda_0} = (V[\hat{\boldsymbol{\mu}}])_{\lambda_0\lambda_0}$.

В этом приближении предполагается, что не происходит сильной перестройки основного состояния при добавлении одного нуклона. Именно такая ситуация наблюдается в нечетном околomagическом ядре. В случае ядер со спариванием термин "квазичастица" имеет два значения: в дополнение к изначальной квазичастице Ландау–Мигдала, также рассматриваем их как боголюбовские квазичастицы, заменяя числа заполнения Ферми $n_{\lambda} = (1,0)$ на боголюбовские числа заполнения, $n_{\lambda}^B = (\varepsilon_{\lambda} - \mu)/2E_{\lambda}$. Энергия боголюбовской квазичастицы определяется как $E_{\lambda} = \sqrt{(\varepsilon_{\lambda} - \mu)^2 + \Delta_{\lambda}^2}$, где Δ_{λ} - диагональный матричный элемент спаривательной щели и μ — химический потенциал.

Локальный квазичастичный заряд e_q , используемый в ТКФС, учитывает два эффекта. Первый происходит из так называемых мезон-обменных токов в ядре. Второй описывает вклад многих многочастичных диаграмм, которые не учитываются явно в уравнении для эффективного поля в ТКФС. Самый простой пример таких диаграмм — это диаграммы с виртуальными низколежащими поверхностными колебаниями ("фононами"). В ТКФС полный локальный заряд e_q рассматривается как феноменологическая величина, описываемая несколькими параметрами, которые должны быть одинаковыми для всех ядер, кроме самых легких. Для оператора магнитных моментов получено отношение между протонными и нейтронными локальными зарядами.

Другим способом описания магнитных моментов является многочастичная модель оболочек [60]. В этом подходе полное гильбертово пространство делится на два подпространства, валентное подпространство, рассматриваемое явно, и подпространство инертного "остова". Валентное подпространство S_0 включает частицы из последней незаполненной оболочки. Таким образом оно ограничивается одночастичными уровнями λ , принадлежащими этой оболочке, с учетом всех многочастичных конфигураций с фиксированным количеством протонов и нейтронов в этой оболочке. Эффективный гамильтониан взаимодействия \mathcal{H}_{int} должен быть двухчастичным, следовательно поиск ограниченного числа двухчастичных матричных элементов \mathcal{H}_{int} является проблемой. Их значения обычно находятся из экспериментальных данных (как правило, из энергий нескольких низколежащих уровней). Затем эти матричные элементы используются для нахождения набора многочастичных волновых функций Φ_S системы

и для предсказания других наблюдаемых величин. Для расчета, например магнитных моментов, вводятся протонные и нейтронные "эффективные заряды" $e_{eff}^{p,n}$ в качестве феноменологических параметров. В многочастичной модели оболочек считается, что такие параметры не меняются при заполнении оболочки. В недавней работе [61] данный подход был применен для ядер с оболочкой $2p - 1f$ с учетом всех одночастичных состояний для протонов и нейтронов в этом модельном пространстве.

Саперштейн и Ходель [62] разработали метод, который объединил многочастичную модель оболочек и ТКФС. В этом подходе параметры многочастичной модели оболочек могут быть рассчитаны в рамках ТКФС путем решения уравнения РРА-вида для эффективного поля и эффективного взаимодействия в подпространстве S' , дополнительном к модельному пространству S_0 . Следуя этому подходу в [63] модельное пространство было ограничено изолированной оболочкой $1f_{7/2}$ и рассматривались определенные ядра, у которых три частицы или дырки на $1f_{7/2}$ оболочке. В этом случае, многочастичные волновые функции Φ_S для уровней с одинаковым полным моментом j могут быть найдены с помощью методов теории групп независимо от \mathcal{H}_{int} . Однако, в отличие от [63], уравнение для эффективного поля в подпространстве S' решалось для каждого рассматриваемого ядра вместо использования феноменологических параметров $e_{eff}^{p,n}$. Оказалось, что спиновые эффективные заряды, которые явным образом рассчитываются в ТКФС, меняются от $e_{eff}^{p,n} \simeq 0.9$ в начале заполнения оболочки (^{41}Ca , ^{41}Sc) до $e_{eff}^{p,n} \simeq 0.55$ в конце заполнения оболочки (^{47}Ca , ^{55}Co). Это показывает масштаб поправок к многочастичной модели оболочек, которые следуют из более глубокого анализа теории многих тел. Эти поправки становятся меньше при использовании большего модельного пространства S_0 .

По сравнению с первоначальным вариантом ТКФС была расширена во многих направлениях. В контексте задачи расчета дипольного магнитного момента, необходимо во-первых упомянуть рассмотрение пионных и Δ -изобарных степеней свободы [64; 65]. Второе важное улучшение — это метод решения явным образом уравнения для эффективного поля в координатном пространстве с точным учетом состояний из непрерывного спектра. Он был предложен в [66; 67] для магических ядер и доработан в [68] для ядер со спариванием. Этот метод был успешно применён к описанию магнитных моментов и других магнитных характеристик нескольких ядер, в основном для нечетных соседей ^{208}Pb [69;

70]. В [69] была исследована роль спин-орбитальных сил. Также была добавлена зависимость спин-изоспин амплитуды Ландау–Мигдала $g'(q)$ от переданного импульса q для более точного описания сечений.

Другое направление исследования проблемы магнитных моментов нечетных ядер — это развитие самосогласованной версии ТКФС как для магических ядер [49], так и для ядер со спариванием [71]. В этом подходе среднее поле и энергия связи ядра рассчитываются самосогласованно с использованием амплитуды Ландау–Мигдала \mathcal{F} . С использованием такого самосогласованного базиса уравнение ТКФС для эффективного поля или для функции отклика, по существу, аналогичны уравнениям метода КМХФ. С другой стороны было показано в [72], что самосогласованная ТКФС в магических ядрах аналогична методу ЭФП [73]. Параметры ЭФП могут быть получены из амплитуды Ландау–Мигдала. В [74] метод ЭФП был обобщён для ядер со спариванием. В [39] обобщенный метод ЭФП был успешно применён к описанию масс и радиусов нескольких длинных изотопических цепочек. Недавно все эти улучшения ТКФС были применены для описания магнитных моментов многих нечетных сферических ядер, начиная с изотопов кальция до изотопов свинца [5; 6]. В этих работах были выбраны ядра, для которых подходит одноквазичастичное приближение. Для большинства ядер было получено хорошее описание имеющихся экспериментальных данных.

В последние десятилетия релятивистская теория среднего поля была также успешно применена для анализа структуры ядра по всей периодической таблице с использованием нескольких универсальных параметров [75–78]. Однако, релятивистское описание магнитных моментов в основном ограничивалось нечетными ядрами с "остовом", у которого заполнены LS -оболочки. При прямом применении релятивистских одночастичных моделей, где учитывались только сигма-мезон и времениподобные компоненты векторных мезонов, предсказанные магнитные моменты были значительно больше наблюдаемых величин [79; 80]. Причиной этого была в том, что меньшая эффективная масса нуклона ($M^* \sim 0.6M$) приводила к усилению релятивистских эффектов электромагнитных токов [81]. Также было выяснено, что приближение валентного нуклона не верно в релятивистских расчетах [82]. После введения вершинных поправок различными способами было получено достаточно хорошее согласие с экспери-

ментальными данными для изоскалярных магнитных моментов нечетных ядер, которые являются соседями ядер с заполненными LS оболочками.

К сожалению, эти эффекты не смогли убрать расхождение для изовекторного магнитного момента. Для того, чтобы устранить это расхождение, необходимо учесть вклад однопионного обменного тока [83], который оказался значительным. Однако этот вклад приводит к большему расхождению с экспериментом. Также в работе [84] сложные конфигурации были учтены в полностью самосогласованной релятивистской теории и значительно улучшили описание магнитных моментов, а в работе [85] представлены результаты расчета магнитных моментов нечетных ядер-соседей ^{208}Pb , в которых учитывались однопионные обменные токи и сложные конфигурации.

С учетом успехов метода ТКФС при описании свойств нечетных околомагических и полумагических ядер представляется разумным расширить его на магнитные моменты нечетно-нечетных ядер. Мы используем тот же самый подход, предполагая, что в нечетно-нечетном ядре нечетные подсистемы (протонная и нейтронная) удовлетворяют одноквазичастичному приближению и поэтому рассматриваются только те ядра, у которых хотя бы одна из подсистем магическая. При этом, предполагается отсутствие взаимодействия между нечетными нуклонами. Для того, чтобы учесть взаимодействие между нечетными квазичастицами, необходимо решить уравнения вида КМХФ в частично-частичном или частично-дырочном каналах с соответствующим эффективным взаимодействием, которое еще не достаточно изучено. Для некоторых околомагических нечетно-нечетных ядер такая работа была выполнена Исаковым и соавторами [86] для описания возбужденных состояний этих ядер. В частности, было получено, что в ядре ^{134}Sb низколежащие состояния являются достаточно "чистыми", то есть вклад взаимодействия между нечетными квазичастицами оказался малым. Этот результат подтверждает предположение о малости взаимодействия между нечетными нуклонами. Также, это предположение можно проверить феноменологическим образом для ядер с известными экспериментальными значениями магнитных моментов нечетных нуклонных подсистем. Как будет далее показано, эта модель убедительно подтверждается разумным согласием с имеющимися экспериментальными данными.

2.2 Магнитные моменты нечетных ядер. Детали и результаты расчетов

Как уже обсуждалось выше, микроскопическое описание магнитных моментов нечетных ядер опирается на теорию конечных ферми-систем. В рамках ТКФС магнитный момент нечетного ядра определяется через матричный элемент эффективного поля (подробнее в разделе 1.1.2). В работе после отделения угловых частей в уравнении (1.21) для эффективного поля получено основное уравнение для расчета приведенного матричного элемента эффективного поля:

$$\begin{aligned} \langle \nu_1 \| V \| \nu_2 \rangle^\tau = I_{\nu_1 \nu_2}^\tau & \left[e_{qs}^\tau \langle \nu_1 \| T_{01}^1 \| \nu_2 \rangle^\tau + g_l^\tau \delta_{j_1 j_2} \sqrt{j_1(j_1+1)(2j_1+1)} \right] + \\ & + \sum_{\tau' \nu_3 \nu_4} F_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4}^{\tau \tau'} A_{\nu_3 \nu_4}^{\tau'} \langle \nu_4 \| V \| \nu_3 \rangle^{\tau'}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где

$$I_{\nu_1 \nu_2}^\tau = \int R_{\nu_1}^\tau R_{\nu_2}^\tau r^2 dr \quad (2.2)$$

и

$$\begin{aligned} F_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4}^{\tau \tau'} = \frac{C_0}{12\pi} g^{\tau \tau'} \Lambda_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4}^{\tau \tau'} & (\langle \nu_1 \| T_{01}^1 \| \nu_2 \rangle^\tau \langle \nu_3 \| T_{01}^1 \| \nu_4 \rangle^{\tau'} + \\ & + 5 \langle \nu_1 \| T_{21}^1 \| \nu_2 \rangle^\tau \langle \nu_3 \| T_{21}^1 \| \nu_4 \rangle^{\tau'}), \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$g^{nn} = g^{pp} = g + g', \quad g^{np} = g^{pn} = g - g', \quad (2.4)$$

$$\Lambda_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4}^{\tau \tau'} = \int R_{\nu_1}^\tau R_{\nu_2}^\tau R_{\nu_3}^{\tau'} R_{\nu_4}^{\tau'} r^2 dr, \quad (2.5)$$

где $R_{\nu_i}^\tau$ радиальная часть одночастичной волновой функции. В работе значения параметров C_0 , ζ_l , ζ_s , g , g' , которые используются в уравнении (2.1), следующие: $C_0 = 300$ МэВ фм³, $\zeta_l = -0.05$, $\zeta_s = 0.08$, $g = 0.1$, $g' = 1.1$ [5].

Уравнение (2.1) решалось в представлении самосогласованных одночастичных волновых функций, полученных на основе функционала Фаянса [39] в методе ЭФП, который кратко описан в разделе 1.1.1, с набором параметров DF3-а [40]. Для того, чтобы надежно учитывать одночастичный континуум была использована сферическая коробка радиуса $R = 24$ фм и верхний предел обрезания спектра равен $E_{max} = 50$ МэВ. Для решения уравнения Шредингера использовался метод Нумерова с нулевыми граничными условиями для

радиальной части волновой функции. Для проверки сходимости результатов расчета магнитных моментов в зависимости от предела обрезания для верхнего предела обрезания одночастичного континуума $E_{max} = 100$ МэВ были рассчитаны магнитные моменты некоторых изотопов Sn, Pb и Bi. Было обнаружено, что использованное нами значение верхнего предела дает вполне приемлемую точность. При решении уравнения для эффективного поля (2.1) учитывались два типа переходов: 1) l -разрешенные переходы с $\Delta l = 0$; 2) l -запрещенные переходы с $\Delta l = 2$. Как и в [5; 87] для получения значений магнитного момента нечетного ядра были взяты полусуммы магнитных моментов с двумя соседними четно-четными "остовами", которые, как правило, близки друг к другу. В данной работе рассчитывались магнитные моменты только тех нечетных ядер, которые необходимы для составления рассматриваемых нечетно-нечетных ядер.

Как и в работах [5; 6] нами была использована ТКФС на базе ЭФП Фаянса для расчета одночастичной схемы, но при этом в настоящей есть ряд отличий от указанных работ.

- В используемом подходе используется представление одночастичных волновых функций (λ -представление), а не координатное
- Также было использовано упрощенное эффективное взаимодействие по сравнению с [5], например, не были учтены спин-орбитальные, пионные и ρ -мезонные члены эффективного взаимодействия.

В Таблице 2.1 представлены результаты расчетов для нечетных околomagических ядер, соседних с ^{16}O , ^{40}Ca , ^{56}Ni , ^{132}Sn и ^{208}Pb , а в Таблицах 2.2 и 2.3 — результаты для нечетных нейтронных и протонных ядер, соседних с полумагическими ядрами. Выбранные нечетные ядра в дальнейшем используются в расчетах магнитных моментов нечетно-нечетных ядер. Для сравнения результаты [5; 6] добавлены в Таблицы 2.1, 2.2 и 2.3 для ядер, которые являются общими с данными расчетами. Для околomagических нечетных ядер, Таблица 2.1, было получено достаточно хорошее согласие с экспериментальными данными, за исключением ^{209}Bi . Как показано в работе [69], для этого ядра учет спин-орбитального члена для эффективного взаимодействия может решить проблему. Также для нечетных полумагических ядер, Таблицы 2.2 и 2.3, согласие с экспериментом получилось чуть хуже, чем в [5; 6], что можно объяснить использованием более простой модели для эффективного взаимодействия. Расхождение, в основном, составляет 0.1–0.2 μ_N . Среди результатов выделяются

два случая, где величина расхождения $|\mu_{th} - \mu_{exp}|$ составляет $0.26 \mu_N$ и $0.31 \mu_N$ для ^{191}Tl и ^{205}Bi , соответственно. Видно, что получено хорошее согласие между нашими результатами и результатами [5; 6]. В целом, степень согласия наших результатов с экспериментальными данными и результатами работы [5; 6] говорит об адекватности применяемого подхода.

Таблица 2.1 — Магнитные моменты (μ_N) нечетных ядер, соседних с дважды-магическими ядрами

Ядро	λ	μ_{th} [5; 6]	μ_{th}	μ_{exp} [4; 88]
$^{15}_7\text{N}_8$	$1p_{1/2}^p$	—	-0.318	-0.2831888 (5)
$^{15}_8\text{O}_7$	$1p_{1/2}^n$	—	+0.732	0.7189 (8)
$^{17}_8\text{O}_9$	$1d_{5/2}^n$	—	-1.764	-1.89379 (9)
$^{17}_9\text{F}_8$	$1d_{5/2}^p$	—	+4.619	+4.7223 (12)
$^{39}_{19}\text{K}_{20}$	$1d_{3/2}^p$	+0.329	+0.352	+0.391466 (33)
$^{39}_{20}\text{Ca}_{20}$	$1d_{3/2}^n$	+0.888	+0.884	1.02168 (12)
$^{41}_{20}\text{Ca}_{21}$	$1f_{7/2}^n$	-1.626	-1.645	-1.594781 (9)
$^{41}_{21}\text{Sc}_{20}$	$1f_{7/2}^p$	+5.485	+5.458	+5.4305 (18)
$^{55}_{27}\text{Co}_{28}$	$1f_{7/2}^p$	—	+4.793	4.822(3)
$^{55}_{28}\text{Ni}_{27}$	$1f_{7/2}^n$	—	-1.002	-0.976 (26)
$^{57}_{28}\text{Ni}_{29}$	$2p_{3/2}^n$	-0.882	-0.812	-0.7975 (14)
$^{57}_{29}\text{Cu}_{28}$	$2p_{3/2}^p$	—	+2.343	2.00 (5)
$^{131}_{49}\text{In}_{82}$	$1g_{9/2}^p$	—	+5.427	—
$^{131}_{50}\text{Sn}_{81}$	$2d_{3/2}^n$	+0.714	+0.724	0.747 (4)
$^{133}_{50}\text{Sn}_{83}$	$2f_{7/2}^n$	—	-1.132	—
$^{133}_{51}\text{Sb}_{82}$	$1g_{7/2}^p$	+2.693	+2.812	3.00 (1)
$^{207}_{81}\text{Tl}_{126}$	$3s_{1/2}^p$	+1.857	+1.923	+1.876 (5)
$^{207}_{82}\text{Pb}_{125}$	$3p_{1/2}^n$	+0.475	+0.603	+0.593 (9)
$^{209}_{82}\text{Pb}_{127}$	$2g_{9/2}^n$	-1.335	-1.452	-1.4735 (16)
$^{209}_{83}\text{Bi}_{126}$	$1h_{9/2}^p$	+3.691	+3.642	+4.1106 (2)

Таблица 2.2 — Магнитные моменты (μ_N) нейтронно-нечетных околomagических ядер. Звездочка означает возбужденное состояние

Ядро	λ	μ_{th} [5; 6]	μ_{th}	μ_{exp} [4; 88]
$^{59}_{28}\text{Ni}_{31}$	$2p_{3/2}$	—	-0.877	—
$^{59}_{28}\text{Ni}_{31}^*$	$1f_{5/2}$	+0.494	+0.563	+0.35 (15)
$^{61}_{28}\text{Ni}_{33}$	$2p_{3/2}$	-0.897	-0.829	-0.75002 (4)
$^{87}_{36}\text{Kr}_{51}$	$2d_{5/2}$	—	-1.074	-1.023 (2)
$^{89}_{38}\text{Sr}_{51}$	$2d_{5/2}$	—	-1.155	-1.1481 (8)
$^{89}_{40}\text{Zr}_{49}$	$1g_{9/2}$	—	-1.142	-1.076 (20)
$^{91}_{40}\text{Zr}_{51}$	$2d_{5/2}$	—	-1.457	-1.30362 (2)
$^{91}_{42}\text{Mo}_{49}$	$1g_{9/2}$	—	-1.149	—
$^{93}_{42}\text{Mo}_{51}$	$2d_{5/2}$	—	-1.150	—
$^{95}_{44}\text{Ru}_{51}$	$2d_{5/2}$	—	-0.823	-0.861 (7)
$^{107}_{50}\text{Sn}_{57}$	$2d_{5/2}$	—	-0.908	—
$^{107}_{50}\text{Sn}_{57}^*$	$1g_{7/2}$	—	+0.714	—
$^{111}_{50}\text{Sn}_{61}$	$1g_{7/2}$	—	+0.568	+0.608 (4)
$^{111}_{50}\text{Sn}_{61}^*$	$2d_{5/2}$	—	-1.046	—
$^{113}_{50}\text{Sn}_{63}$	$3s_{1/2}$	-1.025	-0.977	-0.8791 (6)
$^{115}_{50}\text{Sn}_{65}$	$3s_{1/2}$	-1.030	-1.019	-0.91883 (7)
$^{123}_{50}\text{Sn}_{73}$	$1h_{11/2}$	-1.307	-1.470	-1.3700 (9)
$^{125}_{50}\text{Sn}_{75}$	$1h_{11/2}$	-1.286	-1.459	-1.348 (2)
$^{127}_{50}\text{Sn}_{77}$	$1h_{11/2}$	-1.268	-1.456	-1.329 (7)
$^{135}_{54}\text{Xe}_{81}$	$2d_{3/2}$	—	+0.818	+0.9032 (7)
$^{137}_{54}\text{Xe}_{83}$	$2f_{7/2}$	—	-0.986	-0.9704 (10)
$^{137}_{56}\text{Ba}_{81}$	$2d_{3/2}$	—	+0.882	+0.935814 (5)
$^{139}_{56}\text{Ba}_{83}$	$2f_{7/2}$	—	-0.985	-0.973 (5)
$^{139}_{58}\text{Ce}_{81}$	$2d_{3/2}$	—	+1.120	1.06 (4)
$^{141}_{58}\text{Ce}_{83}$	$2f_{7/2}$	—	-0.967	1.09 (4)
$^{143}_{60}\text{Nd}_{83}$	$2f_{7/2}$	—	-0.950	-1.065 (5)

Продолжение таблицы 2.2

Ядро	λ	μ_{th} [5; 6]	μ_{th}	μ_{exp} [4; 88]
$^{143}_{62}\text{Sm}_{81}$	$2d_{3/2}$	–	+0.983	+1.01 (2)
$^{145}_{62}\text{Sm}_{83}$	$2f_{7/2}$	–	-1.145	-1.11 (6)
$^{147}_{64}\text{Gd}_{83}$	$2f_{7/2}$	–	-1.138	1.02 (9)
$^{193}_{82}\text{Pb}_{111}$	$3p_{3/2}$	-1.106	-0.980	–
$^{193}_{82}\text{Pb}_{111}^*$	$2f_{5/2}$	+0.677	+0.603	–
$^{195}_{82}\text{Pb}_{113}$	$3p_{3/2}$	-1.090	-0.996	–
$^{195}_{82}\text{Pb}_{113}^*$	$2f_{5/2}$	+0.672	+0.680	–
$^{197}_{82}\text{Pb}_{115}$	$3p_{3/2}$	-1.090	-1.109	-1.075 (2)
$^{197}_{82}\text{Pb}_{115}^*$	$2f_{5/2}$	+0.668	+0.728	–
$^{199}_{82}\text{Pb}_{117}$	$3p_{3/2}$	-1.090	-1.101	-1.0742 (12)
$^{199}_{82}\text{Pb}_{117}^*$	$2f_{5/2}$	+0.669	+0.752	–
$^{201}_{82}\text{Pb}_{119}$	$2f_{5/2}$	+0.670	+0.717	+0.6753 (5)
$^{201}_{82}\text{Pb}_{119}^*$	$3p_{3/2}$	–	-1.002	–
$^{203}_{82}\text{Pb}_{121}$	$2f_{5/2}$	+0.677	+0.721	+0.6864 (5)
$^{203}_{82}\text{Pb}_{121}^*$	$3p_{3/2}$	–	-1.103	–
$^{205}_{82}\text{Pb}_{123}$	$2f_{5/2}$	+0.690	+0.666	+0.7117 (4)
$^{205}_{82}\text{Pb}_{123}^*$	$3p_{3/2}$	–	-1.116	–
$^{211}_{82}\text{Pb}_{129}$	$2g_{9/2}$	-1.316	-1.253	-1.4037 (8)
$^{211}_{86}\text{Rn}_{125}$	$3p_{1/2}$	–	+0.566	+0.601 (7)
$^{213}_{88}\text{Ra}_{125}$	$3p_{1/2}$	–	+0.547	+0.6133 (18)

Таблица 2.3 — Магнитные моменты (μ_N) протонно-нечетных околomagических ядер. Звездочка означает возбужденное состояние

Ядро	λ	μ_{th} [5; 6]	μ_{th}	μ_{exp} [4; 88]
$^{57}_{27}\text{Co}_{30}$	$1f_{7/2}$	–	+4.899	+4.720 (10)
$^{59}_{27}\text{Co}_{32}$	$1f_{7/2}$	–	+4.609	+4.627 (9)
$^{61}_{27}\text{Co}_{34}$	$1f_{7/2}$	–	+4.802	–

Продолжение таблицы 2.3

Ядро	λ	μ_{th} [5; 6]	μ_{th}	μ_{exp} [4; 88]
$^{87}_{37}\text{Rb}_{50}$	$2p_{3/2}$	–	+2.663	+2.75131 (12)
$^{89}_{39}\text{Y}_{50}$	$2p_{1/2}$	–	-0.153	-0.1374154 (3)
$^{91}_{41}\text{Nb}_{50}$	$1g_{9/2}$	–	+6.203	–
$^{93}_{43}\text{Tc}_{50}$	$1g_{9/2}$	+6.196	+6.454	6.32 (6)
$^{105}_{49}\text{In}_{56}$	$1g_{9/2}$	–	+5.451	+5.675 (5)
$^{107}_{49}\text{In}_{58}$	$1g_{9/2}$	–	+5.312	+5.585 (8)
$^{109}_{49}\text{In}_{60}$	$1g_{9/2}$	–	+5.359	+5.538 (4)
$^{111}_{49}\text{In}_{62}$	$1g_{9/2}$	–	+5.413	+5.503 (7)
$^{113}_{51}\text{Sb}_{62}$	$2d_{5/2}$	–	+3.926	–
$^{115}_{51}\text{Sb}_{64}$	$2d_{5/2}$	–	+3.526	+3.46 (1)
$^{117}_{51}\text{Sb}_{66}$	$2d_{5/2}$	–	+3.378	+3.43 (6)
$^{123}_{51}\text{Sb}_{72}$	$1g_{7/2}$	+2.661	+2.484	+2.5498 (2)
$^{123}_{51}\text{Sb}_{72}^*$	$2d_{5/2}$	–	+3.472	–
$^{125}_{51}\text{Sb}_{74}$	$1g_{7/2}$	+2.671	+2.724	+2.63 (4)
$^{125}_{51}\text{Sb}_{74}^*$	$2d_{5/2}$	–	+3.472	–
$^{127}_{51}\text{Sb}_{76}$	$1g_{7/2}$	+2.682	+2.756	2.697 (6)
$^{129}_{51}\text{Sb}_{78}$	$1g_{7/2}$	+2.692	+2.793	2.817 (5)
$^{137}_{55}\text{Cs}_{82}$	$1g_{7/2}$	+2.577	+2.682	+2.8413 (1)
$^{139}_{57}\text{La}_{82}$	$1g_{7/2}$	+2.545	+2.822	+2.7830455 (9)
$^{141}_{59}\text{Pr}_{82}$	$2d_{5/2}$	+4.122	+4.159	4.2754 (5)
$^{145}_{63}\text{Eu}_{82}$	$2d_{5/2}$	+4.122	+4.126	+3.993 (7)
$^{191}_{81}\text{Tl}_{110}$	$3s_{1/2}$	–	+1.846	1.588 (4)
$^{193}_{81}\text{Tl}_{112}$	$3s_{1/2}$	–	+1.680	+1.5912 (22)
$^{195}_{81}\text{Tl}_{114}$	$3s_{1/2}$	–	+1.579	+1.58 (4)
$^{197}_{81}\text{Tl}_{116}$	$3s_{1/2}$	–	+1.492	+1.58 (2)
$^{199}_{81}\text{Tl}_{118}$	$3s_{1/2}$	–	+1.506	+1.60 (2)
$^{201}_{81}\text{Tl}_{120}$	$3s_{1/2}$	–	+1.720	+1.605 (2)

Продолжение таблицы 2.3

Ядро	λ	μ_{th} [5; 6]	μ_{th}	μ_{exp} [4; 88]
$^{203}_{81}\text{Tl}_{122}$	$3s_{1/2}$	–	+1.663	+1.62225787 (12)
$^{205}_{81}\text{Tl}_{124}$	$3s_{1/2}$	–	+1.951	+1.63821461 (12)
$^{201}_{83}\text{Bi}_{118}$	$1h_{9/2}$	–	+4.670	4.8 (3)
$^{203}_{83}\text{Bi}_{120}$	$1h_{9/2}$	–	+3.861	+4.017 (13)
$^{205}_{83}\text{Bi}_{122}$	$1h_{9/2}$	–	+3.757	+4.065 (7)
$^{207}_{83}\text{Bi}_{124}$	$1h_{9/2}$	–	+3.868	+4.0915 (9)
$^{211}_{83}\text{Bi}_{128}$	$1h_{9/2}$	–	+3.475	3.5 (3)
$^{213}_{83}\text{Bi}_{130}$	$1h_{9/2}$	–	+3.618	+3.717 (13)
$^{213}_{87}\text{Fr}_{126}$	$1h_{9/2}$	+3.480	+3.980	+4.02 (8)

2.3 Магнитные моменты нечётно-нечётных ядер

2.3.1 Методика расчета магнитных моментов нечетно-нечетных ядер

Основным приближением для магнитных моментов нечетно-нечетных ядер является отсутствие взаимодействия между нечетными квазичастицами и в этом приближении магнитный момент этих ядер можно определить как

$$\mu_J = \langle \Psi_{JJ} | \mu^p + \mu^n | \Psi_{JJ} \rangle, \quad (2.6)$$

где $\Psi_{JJ} = \sum \varphi_1 \varphi_2 \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | JJ \rangle$ и φ_1 - это одночастичная волновая функция квазичастицы с квантовыми числами $1 \equiv \lambda_1 \equiv (n_1, j_1, l_1, m_1)$. После простых преобразований получаем конечную формулу для магнитных моментов нечетно-

нечетных ядер

$$\mu = \frac{J\mu_p}{2j_p} \left(1 + \frac{(j_p - j_n)(j_p + j_n + 1)}{J(J + 1)} \right) + \frac{J\mu_n}{2j_n} \left(1 + \frac{(j_n - j_p)(j_p + j_n + 1)}{J(J + 1)} \right) \quad (2.7)$$

где μ_n и μ_p - магнитные моменты соответствующих нечетных ядер. Уравнение (2.7) также подходит для случаев с нечетными квазидырками.

Получаем, что с таким простым приближением, проблема сводится к вычислению соответствующих магнитных моментов нечётных ядер. Значения магнитных моментов нечётных ядер можно брать из эксперимента (феноменологический метод) или можно рассчитать их микроскопически с помощью ТКФС (см. раздел 1.1.2). Как будет видно далее феноменологический метод поможет проверить основное предположение о малости взаимодействия между двумя нечетными квазичастицами, если есть экспериментальные данные по магнитным моментам соответствующих нечётных ядер.

Мы ограничивались только основным состоянием нечётного ядра для получения магнитных моментов нечётно-нечётных сферических ядер. Этот факт ограничивает выбор нечётно-нечётных ядер с помощью правил отбора по спинам и чётностям. В расчетах мы ограничивались ядрами с протонными и нейтронными частицами (дырками), которые добавлены к дважды магическому или полумагическому "остову". Были отобраны только те нечетно-нечетные ядра, для которых экспериментально известны значения магнитного момента. Нашим другим "правило отбора" является то, что не рассматривались те нечётно-нечётные ядра, где многочастичные эффекты могут быть важны для соответствующей нечётной подсистемы. Также, как уже указывалось в [5], изотопы меди требуют специального рассмотрения из-за фононных поправок, и эти ядра не будут рассматриваться. Следует отметить, что знак измеренного магнитного момента не всегда известен. Поэтому, опираясь на результаты теоретических и феноменологических расчетов, можно его предсказать.

Все использованные приближения, как приближения при расчетах магнитного момента нечетного ядра, так и основное приближение об отсутствии взаимодействия между нечетными квазичастицами, вероятно имеют погрешность примерно одинакового порядка величины. Ясно, что такая простая модель для нечетно-нечетного ядра должна быть проверена количественно путем сравне-

ния результатов феноменологического подхода с экспериментальными значениями.

2.3.2 Нечетно-нечетные околомагические ядра

Результаты расчетов для околомагических нечетно-нечетных ядер представлены в Таблице 2.4. Сравнение полученных результатов расчетов (как феноменологических, так и микроскопических) с экспериментальными данными показало хорошее согласие, за исключением изотопов ^{208}Bi и ^{210}Bi . В случае ^{208}Bi феноменологическое значение достаточно хорошо согласуется с экспериментом, следовательно разница между теоретическим значением и экспериментальным на $0.34\mu_N$ в основном может быть объяснена расхождением для ^{209}Bi , которое уже обсуждалось выше. Для случая ^{210}Bi ситуация иная, т.к. и феноменологические, и теоретическое значение отклоняется от экспериментального на величину $\sim 0.3\mu_N$. Для всех остальных случаев подтверждается основное приближение об отсутствии взаимодействия между нечетными квазичастицами.

Благодаря тому, что было получено хорошее описание магнитных моментов нечетно-нечетных околомагических ядер в основном состоянии, а также тому факту, что влияние фононов в околомагических ядрах мало (смотри например [89; 90]), были рассчитаны магнитные моменты для ядер, представленных в Таблице 2.4, в возбужденных состояниях. Для этого, как и в случае расчетов для основного состояния, были использованы магнитные моменты нечетных ядер в основном состоянии. Результаты данных расчетов представлены в Таблице 2.5. К сожалению, экспериментальных данных очень мало, но в этих случаях получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными. Заметное расхождение между теоретическим и экспериментальным значением для ^{210}Bi связано с проблемой теоретического описания нечетного ^{209}Bi .

Таблица 2.4 — Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных околomagических ядер в основном состоянии. Во втором столбце указаны одночастичные конфигурации нечетных квазичастиц

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	μ_{phen}	μ_{th}	$\mu_{exp}[4; 88]$
$^{14}_7\text{N}_7$	($1p_{1/2}^n 1p_{1/2}^p$)	1^+	+0.437	+0.414	+0.40376100 (6)
$^{16}_7\text{N}_9$	($1d_{5/2}^n 1p_{1/2}^p$)	2^-	+1.956	+1.858	1.9859 (11)
$^{18}_9\text{F}_9$	($1d_{5/2}^n 1d_{5/2}^p$)	1^+	+0.565	+0.571	—
$^{38}_{19}\text{K}_{19}$	($1d_{3/2}^n 1d_{3/2}^p$)	3^+	+1.413	+1.236	+1.371 (6)
$^{40}_{19}\text{K}_{21}$	($1f_{7/2}^n 1d_{3/2}^p$)	4^-	-1.249	-1.316	-1.298100 (3)
$^{40}_{21}\text{Sc}_{19}$	($1d_{3/2}^n 1f_{7/2}^p$)	4^-	+5.511	+5.462	—
$^{56}_{27}\text{Co}_{29}$	($1f_{7/2}^n 2p_{3/2}^p$)	4^+	+3.983	+3.949	3.85 (1)
$^{56}_{29}\text{Cu}_{27}$	($2p_{3/2}^n 1f_{7/2}^p$)	(4^+)	+0.171	+0.333	—
$^{58}_{29}\text{Cu}_{29}$	($2p_{3/2}^n 2p_{3/2}^p$)	1^+	+0.472	+0.510	0.52 (8)
$^{132}_{49}\text{In}_{83}$	($2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p$)	(7^-)	—	+3.949	—
$^{132}_{51}\text{Sb}_{81}$	($2f_{7/2}^n 1g_{9/2}^p$)	(4^+)	+3.141	+2.957	3.18 (1)
$^{208}_{81}\text{Tl}_{127}$	($2g_{9/2}^n 3s_{1/2}^p$)	5^+	+0.402	+0.471	0.292 (13)
$^{208}_{83}\text{Bi}_{127}$	($3p_{1/2}^n 1h_{9/2}^p$)	5^+	+4.703	+4.235	+4.578 (13)
$^{210}_{83}\text{Bi}_{129}$	($2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p$)	1^-	+0.293	+0.243	-0.04451 (6)

Таблица 2.5 — Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных околomagических ядер в возбужденных состояниях

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	Уровень, кэВ	μ_{phen}	μ_{th}	$\mu_{exp} [4; 88]$
$^{16}_7\text{N}_9$	($1d_{5/2}^n 1p_{1/2}^p$)	3^-	298.22	-2.177	-2.082	—
$^{16}_9\text{F}_7$	($1p_{1/2}^n 1d_{5/2}^p$)	2^-	424	+3.928	+3.823	—
$^{16}_9\text{F}_7$	($1p_{1/2}^n 1d_{5/2}^p$)	3^-	721	+5.441	+5.351	—
$^{18}_9\text{F}_9$	($1d_{5/2}^n 1d_{5/2}^p$)	3^+	937.20	+1.696	+1.713	1.68(15)
$^{18}_9\text{F}_9$	($1d_{5/2}^n 1d_{5/2}^p$)	5^+	1121.36	+2.827	+2.855	—
$^{18}_9\text{F}_9$	($1d_{5/2}^n 1d_{5/2}^p$)	1^+	—	+0.565	+0.571	—
$^{18}_9\text{F}_9$	($1d_{5/2}^n 1d_{5/2}^p$)	2^+	—	+1.131	+1.142	—
$^{18}_9\text{F}_9$	($1d_{5/2}^n 1d_{5/2}^p$)	4^+	—	+2.616	+2.284	—
$^{38}_{19}\text{K}_{19}$	($1d_{3/2}^n 1d_{3/2}^p$)	1^+	458.46	+0.471	+0.412	—

Продолжение таблицы 2.5

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	Level, keV	μ_{phen}	μ_{th}	μ_{exp} [4; 88]
$^{38}_{19}\text{K}_{19}$	$(1d_{3/2}^n 1d_{3/2}^p)$	2^+	2401.07	+0.942	+0.824	–
$^{40}_{19}\text{K}_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1d_{3/2}^p)$	3^-	29.8299	-1.367	-1.410	-1.29(9)
$^{40}_{19}\text{K}_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1d_{3/2}^p)$	2^-	800.1427	-1.628	-1.645	–
$^{40}_{19}\text{K}_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1d_{3/2}^p)$	5^-	891.398	-1.203	-1.293	–
$^{40}_{21}\text{Sc}_{19}$	$(1d_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	3^-	34.3	+4.655	+4.678	–
$^{40}_{21}\text{Sc}_{19}$	$(1d_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	2^-	772.1	+3.974	+4.089	–
$^{40}_{21}\text{Sc}_{19}$	$(1d_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	5^-	893.5	+6.452	+6.432	–
$^{42}_{21}\text{Sc}_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	1^+	611.051	+0.548	+0.545	–
$^{42}_{21}\text{Sc}_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	3^+	1490.43	+1.644	+1.635	–
$^{42}_{21}\text{Sc}_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	5^+	1510.10	+2.740	+2.725	–
$^{42}_{21}\text{Sc}_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	2^+	1586.31	+1.096	+1.090	–
$^{42}_{21}\text{Sc}_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	4^+	–	+2.192	+2.180	–
$^{42}_{21}\text{Sc}_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	6^+	–	+3.288	+3.270	–
$^{42}_{21}\text{Sc}_{21}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	7^+	–	+3.836	+3.815	–
$^{54}_{27}\text{Co}_{27}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	1^+	936.90	+0.558	+0.542	–
$^{54}_{27}\text{Co}_{27}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	2^+	1445.66	+1.116	+1.084	–
$^{54}_{27}\text{Co}_{27}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	7^+	197.0	+3.906	+3.794	–
$^{54}_{27}\text{Co}_{27}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	3^+	–	+1.674	+1.626	–
$^{54}_{27}\text{Co}_{27}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	4^+	–	+2.232	+2.168	–
$^{54}_{27}\text{Co}_{27}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	5^+	–	+2.790	+2.710	–
$^{54}_{27}\text{Co}_{27}$	$(1f_{7/2}^n 1f_{7/2}^p)$	6^+	–	+3.348	+3.252	–
$^{56}_{27}\text{Co}_{29}$	$(1f_{7/2}^n 2p_{3/2}^p)$	3^+	158.38	+4.133	+4.108	–
$^{56}_{27}\text{Co}_{29}$	$(1f_{7/2}^n 2p_{3/2}^p)$	5^+	576.50	+4.025	+3.981	–
$^{56}_{27}\text{Co}_{29}$	$(1f_{7/2}^n 2p_{3/2}^p)$	2^+	–	+4.665	+4.650	–
$^{56}_{29}\text{Cu}_{27}$	$(2p_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	2^+	–	-2.171	-2.421	–
$^{56}_{29}\text{Cu}_{27}$	$(2p_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	3^+	–	-0.837	-0.859	–
$^{56}_{29}\text{Cu}_{27}$	$(2p_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	5^+	–	+1.023	+1.341	–
$^{58}_{29}\text{Cu}_{29}$	$(2p_{3/2}^n 2p_{3/2}^p)$	3^+	443.64	+1.419	+1.530	–

Продолжение таблицы 2.5

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	Level, keV	μ_{phen}	μ_{th}	μ_{exp} [4; 88]
$^{58}_{29}\text{Cu}_{29}$	$(2p_{3/2}^n 2p_{3/2}^p)$	2^+	1427.85	+0.946	+1.020	–
$^{132}_{49}\text{In}_{83}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	1^-	–	–	+3.882	–
$^{132}_{49}\text{In}_{83}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	2^-	–	–	+3.177	–
$^{132}_{49}\text{In}_{83}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	3^-	–	–	+3.044	–
$^{132}_{49}\text{In}_{83}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	4^-	–	–	+3.142	–
$^{132}_{49}\text{In}_{83}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	5^-	–	–	+3.353	–
$^{132}_{49}\text{In}_{83}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	6^-	–	–	+3.631	–
$^{132}_{49}\text{In}_{83}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	8^-	–	–	+4.295	–
$^{132}_{51}\text{Sb}_{81}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{9/2}^p)$	3^+	85.55	+2.571	+1.982	–
$^{132}_{51}\text{Sb}_{81}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{9/2}^p)$	5^+	162.8	+3.747	+3.536	–
$^{132}_{51}\text{Sb}_{81}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{9/2}^p)$	2^+	–	+2.073	+1.982	–
$^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{7/2}^p)$	1^-	13.0	–	+0.243	–
$^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{7/2}^p)$	7^-	279	–	+1.682	–
$^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{7/2}^p)$	2^-	331.1	–	+0.476	–
$^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{7/2}^p)$	3^-	384.0	–	+0.724	–
$^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{7/2}^p)$	5^-	441	–	+1.180	–
$^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{7/2}^p)$	4^-	555.0	–	+0.959	–
$^{134}_{51}\text{Sb}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{7/2}^p)$	6^-	617	–	+1.442	–
$^{206}_{81}\text{Tl}_{125}$	$(3p_{1/2}^n 3s_{1/2}^p)$	1^-	304.90	+2.469	+2.526	–
$^{208}_{81}\text{Tl}_{127}$	$(2g_{9/2}^n 3s_{1/2}^p)$	4^+	39.858	-2.942	-2.958	–
$^{208}_{83}\text{Bi}_{125}$	$(3p_{1/2}^n 1h_{9/2}^p)$	4^+	63.02	+3.545	+3.079	–
$^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	9^-	271.31	+2.637	+2.187	2.728(42)
$^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	2^-	319.74	+0.586	+0.486	–
$^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	3^-	347.93	+0.879	+0.729	–
$^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	7^-	433.49	+2.051	+1.701	+2.114(49)
$^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	5^-	439.20	+1.465	+1.215	+1.530(45)
$^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	4^-	502.81	+1.172	+0.972	–
$^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	6^-	550.00	+1.758	+1.458	–

2.3.3 Нечетно-нечетные полумагические ядра

Результаты расчетов магнитных моментов нечетно-нечетных полумагических ядер представлены в Таблице 2.6. В целом согласие с экспериментальными значениями хуже, чем для магических ядер. Как обсуждалось ранее сравнение экспериментальных данных с феноменологическими имеет первостепенное значение для оценки точности приближения.

Таблица 2.6 — Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных полумагических ядер в основном состоянии. Во втором столбце указаны одночастичные конфигурации нечетных квазичастиц

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	μ_{phen}	μ_{th}	μ_{exp} [4; 88]
$^{58}_{27}\text{Co}_{31}$	$(2p_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	2^+	—	+4.736	+4.044 (8)
$^{60}_{27}\text{Co}_{33}$	$(2p_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	5^+	+3.877	+3.993	+3.799 (8)
$^{88}_{37}\text{Rb}_{51}$	$(2d_{5/2}^n 2p_{3/2}^p)$	2^-	-0.490	-0.522	+0.5117 (26)
$^{90}_{39}\text{Y}_{51}$	$(2d_{5/2}^n 2p_{1/2}^p)$	2^-	-1.117	-1.053	-1.630 (8)
$^{90}_{41}\text{Nb}_{49}$	$(1g_{9/2}^n 1g_{9/2}^p)$	8^+	—	+4.404	4.961 (4)
$^{94}_{43}\text{Tc}_{51}$	$(2d_{5/2}^n 1g_{9/2}^p)$	7^+	+5.459	+5.468	5.08 (8)
$^{106}_{49}\text{In}_{57}$	$(2d_{5/2}^n 1g_{9/2}^p)$	7^+	—	+4.473	4.916 (6)
$^{110}_{49}\text{In}_{61}$	$(1g_{7/2}^n 1g_{9/2}^p)$	7^+	+5.494	+5.380	+4.713 (8)
$^{114}_{51}\text{Sb}_{63}$	$(3s_{1/2}^n 2d_{5/2}^p)$	3^+	+2.581	+2.749	+1.72 (8)
$^{116}_{51}\text{Sb}_{65}$	$(3s_{1/2}^n 2d_{5/2}^p)$	3^+	+2.526	+2.433	2.715 (9)
$^{124}_{51}\text{Sb}_{73}$	$(1h_{11/2}^n 1g_{7/2}^p)$	3^-	+1.737	+1.813	1.20 (2)
$^{126}_{51}\text{Sb}_{75}$	$(1h_{11/2}^n 1g_{7/2}^p)$	8^-	+0.918	+0.907	1.28 (7)
$^{128}_{51}\text{Sb}_{77}$	$(1h_{11/2}^n 1g_{7/2}^p)$	8^-	+1.090	+0.994	1.31 (19)
$^{136}_{55}\text{Cs}_{81}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	5^+	+3.761	+3.532	+3.711 (15)
$^{138}_{55}\text{Cs}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{7/2}^p)$	3^-	+0.802	+0.727	+0.700 (4)
$^{138}_{57}\text{La}_{81}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	5^+	+3.781	+3.823	+3.73646 (7)
$^{140}_{57}\text{La}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{7/2}^p)$	3^-	+0.751	+0.791	+0.730 (15)
$^{142}_{59}\text{Pr}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 2d_{5/2}^p)$	2^-	+0.382	+0.316	+0.234 (1)
$^{144}_{63}\text{Eu}_{81}$	$(2d_{3/2}^n 2d_{5/2}^p)$	1^+	+2.032	+2.101	+1.893 (13)

Продолжение таблицы 2.6

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	μ_{phen}	μ_{th}	μ_{exp} [4; 88]
$^{146}_{63}\text{Eu}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 2d_{5/2}^p)$	4^-	+1.255	+1.265	+1.421 (8)
$^{202}_{83}\text{Bi}_{119}$	$(2f_{5/2}^n 1h_{9/2}^p)$	5^+	+4.071	+4.313	+4.259 (14)
$^{204}_{83}\text{Bi}_{121}$	$(2f_{5/2}^n 1h_{9/2}^p)$	6^+	+4.230	+4.084	+4.322 (15)
$^{206}_{83}\text{Bi}_{123}$	$(2f_{5/2}^n 1h_{9/2}^p)$	6^+	+4.283	+3.957	+4.361 (8)
$^{212}_{83}\text{Bi}_{129}$	$(2g_{9/2}^n 1h_{9/2}^p)$	1^-	+0.557	+0.497	0.41 (5)
$^{212}_{87}\text{Fr}_{125}$	$(3p_{1/2}^n h_{9/2}^p)$	5^+	+4.627	+4.537	4.62 (9)

В результатах расчетов можно выделить ядра ^{58}Co , ^{88}Rb , ^{90}Y , ^{90}Nb , ^{110}In , ^{114}Sb , ^{124}Sb с расхождением большим, чем $0.5\mu_N$ между экспериментальными значениями и результатами расчетов. При этом, для этих ядер получено хорошее согласие между теоретическими и феноменологическими значениями. Случай ядра ^{90}Nb следует рассмотреть отдельно, так как магнитный момент одной из нечетных составляющих неизвестен. В этом случае теоретический расчет расходится с экспериментальным значением примерно на $0.5\mu_N$. Анализ в [90] показал, что фононные поправки для магнитных моментов нечетных ядер в этой области составляет примерно $0.3\mu_N$. Другой возможной причиной для расхождения может быть близкое расположение одночастичных уровней в одной из двух нечетных подсистем, что может вызвать сильное смешивание конфигураций. Для ядер со спариванием есть дополнительная причина для такой близости. Для них одночастичный спектр задается через энергию боголюбовской квазичастицы $E_\lambda = \sqrt{\Delta_\lambda^2 + (\varepsilon_\lambda - \mu)^2}$. Если мы имеем дело с двумя одночастичными состояниями λ_1, λ_2 , которые близки к уровню Ферми $|\varepsilon_{\lambda_1} - \mu| < \Delta_{\lambda_1}$ и $|\varepsilon_{\lambda_2} - \mu| < \Delta_{\lambda_2}$, то разница $|E_{\lambda_1} - E_{\lambda_2}|$ может быть значительно меньше, чем $|\varepsilon_{\lambda_1} - \varepsilon_{\lambda_2}|$. Это является причиной, по которой смешивание конфигураций в полумагическом нечетно-нечетном ядрах, в целом, более важно, чем в магическом. Магнитные моменты остальных нечетно-нечетных ядер с большим расхождением между результатами расчетов и экспериментальными данными будут далее описаны с учетом смешивания конфигураций.

Для 5 ядер из Таблицы 2.6 были найдены экспериментальные данные о магнитных моментах этих ядер в возбужденных состояниях. Это дало еще один способ проверки основного приближения об отсутствии взаимодействия между

Таблица 2.7 — Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных полумагических ядер в возбужденном состоянии

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	Уровень, кэВ	μ_{phen}	μ_{th}	μ_{exp} [4; 88]
$^{60}_{27}\text{Co}_{33}$	$(2p_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	2^+	1121.36	+4.466	+4.687	+4.40 (9)
$^{90}_{41}\text{Nb}_{49}$	$(1g_{9/2}^n 1g_{9/2}^p)$	6^+	298.22	—	+3.370	+3.720 (24)
$^{138}_{55}\text{Cs}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 1g_{7/2}^p)$	6^-	721	+1.603	+1.455	+1.713 (9)
$^{138}_{57}\text{La}_{81}$	$(2d_{3/2}^n 1g_{7/2}^p)$	3^+	424	+2.385	+2.419	+2.886 (48)
$^{142}_{59}\text{Pr}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 2d_{5/2}^p)$	5^-	937.20	+2.329	+2.345	2.2 (1)

двумя квазичастицами. Результаты представлены в Таблице 2.7 и подтверждают использованное предположение об отсутствии взаимодействия между нечетными квазичастицами за исключением случая с ^{138}La , который похож на случай для магнитного момента ^{210}Bi в основном состоянии (см. раздел 2.1).

2.3.4 Случай сильного смешивания конфигураций: изотопы таллия и другие ядра

В этом подразделе рассматривается несколько нечетно-нечетных полумагических ядер (семь изотопов таллия и ^{58}Co , ^{88}Rb , ^{90}Y , ^{110}In , ^{114}Sb , ^{124}Sb), для которых требуется выйти за рамки простого предположения об отсутствии взаимодействия между нечетными квазичастицами из-за сильного смешивания в одной из нечетных подсистем. Теория для явного учета смешивания конфигураций достаточно сложна, поэтому была построена волновая функция с использованием подгоночной процедуры. Как показано в Таблице 2.8, экспериментальные значения магнитных моментов семи нечетно-нечетных изотопов Tl ($A = 192 - 204$) малы и меняют знак в середине цепочки. Это является сигналом того, что нейтронные одночастичные состояния $p_{3/2}$ и $f_{5/2}$ входят в нечетно-нечетную волновую функцию. В использованной одночастичной системе эти уровни почти вырождены, поэтому в изотопах таллия следует учитывать смешивание конфигураций $[3s_{1/2}^p 3p_{3/2}^n + 3s_{1/2}^p 2f_{5/2}^n]$. Мы вводим соответствующий коэффициент смешивания α для конфигураций $[3s_{1/2}^p 3p_{3/2}^n + 3s_{1/2}^p 2f_{5/2}^n]$ и нахо-

дим ее для объяснения экспериментальных данных:

$$\begin{aligned}\psi &= \alpha\psi^{(1)} + \sqrt{1 - \alpha^2}\psi^{(2)} \\ \mu &= \alpha^2\mu^{(1)} + (1 - \alpha^2)\mu^{(2)}\end{aligned}\quad (2.8)$$

где $\psi^{(1)} = [3s_{1/2}^p 3p_{3/2}^n]$ и $\psi^{(2)} = [3s_{1/2}^p 2f_{5/2}^n]$, $\mu^{(1)}$ и $\mu^{(2)}$ магнитные моменты (1) и (2) конфигураций. Зависимость от массового числа для изотопов таллия может быть хорошо описана формулой:

$$\alpha = 0.5 - 3.18 \left(\frac{A}{210.1} - 1 \right). \quad (2.9)$$

Как видно из Таблицы 2.8 смешивание конфигураций, вызванное вырождением двух нейтронных одночастичных уровней, позволяет описать малые значения магнитных моментов нечетно-нечетных изотопов Tl, включая изменение знака в середине цепочки.

Похожая ситуация с близкими одночастичными уровнями наблюдается в ядрах ^{58}Co , ^{110}In , ^{124}Sb , где смешиваются следующие конфигурации:

$$\begin{aligned}^{58}\text{Co} &: \alpha[1f_{7/2}^p 2p_{3/2}^n] + \sqrt{1 - \alpha^2}[1f_{7/2}^p 1f_{5/2}^n], \\ ^{110}\text{In} &: \alpha[1g_{9/2}^p 1g_{7/2}^n] + \sqrt{1 - \alpha^2}[1g_{9/2}^p 2d_{5/2}^n], \\ ^{124}\text{Sb} &: \alpha[1g_{7/2}^p 1h_{11/2}^n] + \sqrt{1 - \alpha^2}[1d_{5/2}^p 1h_{11/2}^n].\end{aligned}$$

Коэффициенты α были получены с помощью подгонки и представлены в Таблице 2.8. Они дают информацию о структуре квазичастиц нечетно-нечетных ядер для тех случаев, где основное предположение не сработало. Также они могут быть использованы для расчетов других характеристик этих ядер.

В использованной одночастичной схеме были обнаружены ядра, у которых близки энергии трех (^{88}Rb , ^{90}Y) или четырех (^{114}Sb) одночастичных уровней. Для описания свойств таких ядер необходимо развить более сложную теорию для явного учета смешивания конфигурации.

Таблица 2.8 — Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных изотопов Tl и $^{58}_{27}Co_{31}$, $^{110}_{49}In_{61}$ и $^{124}_{51}Sb_{73}$, полученные при учете смешивания двух конфигураций (α — коэффициент смешивания)

Ядро	J^π	α	μ_{th}	$\mu_{exp}[4; 88]$
$^{58}_{27}Co_{31}$	2^+	0.806	+4.044	+4.044 (8)
$^{110}_{49}In_{61}$	7^+	0.373	+4.713	+4.713 (8)
$^{124}_{51}Sb_{73}$	3^-	0.692	-1.20	-1.20 (2)
$^{192}_{81}Tl_{111}$	2^-	0.774	+0.199	+0.200 (3)
$^{194}_{81}Tl_{113}$	2^-	0.744	+0.142	0.140 (3)
$^{196}_{81}Tl_{115}$	2^-	0.714	+0.057	0.072 (3)
$^{198}_{81}Tl_{117}$	2^-	0.683	+0.020	0.00 (1)
$^{200}_{81}Tl_{119}$	2^-	0.653	-0.038	0.04 (1)
$^{202}_{81}Tl_{121}$	2^-	0.623	-0.069	0.06 (1)
$^{204}_{81}Tl_{123}$	2^-	0.593	-0.089	0.09 (1)

2.4 Сравнение результатов с многочастичной оболочечной моделью

В Таблице 2.9 сравниваются результаты μ_{th} для нечетных и нечетно-нечетных ядер с результатами, которые были получены в рамках многочастичной модели [61] для ядер с fp -оболочкой. В Таблицу 2.9 не было включено ядро ^{58}Co , для которого согласие с экспериментальным значением было достигнуто путем введения подгоночного параметра α . Получено хорошее согласие между экспериментом, нашими результатами и обычной многочастичной модели оболочек μ_{th1} . Результаты, полученные с помощью улучшенной многочастичной модели оболочек μ_{th2} с новыми подгоночными параметрами, дают чуть лучшее согласие с экспериментальными значениями. В отличие от многочастичной модели оболочек, в наших вычислениях нет 25 новых или подгоночных параметров, и наш метод более универсален и применим к любым ядрам, а не только к ядрам с fp -оболочкой.

Таблица 2.9 — Сравнение использованной модели с многочастичной моделью оболочек μ_{th1} и μ_{th2} для ядер с fp оболочкой [61]

Ядро	μ_{exp} [4; 88]	μ_{th} (ТКФС)	μ_{th1}	μ_{th2}
$^{55}_{27}\text{Co}_{28}$	+4.822 (3)	+4.793	+4.630	+4.746
$^{56}_{27}\text{Co}_{29}$	3.851 (12)	+3.949	+3.652	+3.774
$^{57}_{27}\text{Co}_{30}$	+4.720 (10)	+4.899	+4.616	+4.704
$^{59}_{27}\text{Co}_{32}$	+4.627 (9)	+4.609	+4.637	+4.707
$^{60}_{27}\text{Co}_{33}$	+3.799 (8)	+3.993	+3.962	+3.996
$^{57}_{28}\text{Ni}_{29}$	-0.7975 (14)	-0.812	-0.789	-0.802
$^{61}_{28}\text{Ni}_{33}$	-0.75002 (4)	-0.829	-0.688	-0.707

2.5 Выводы

Мы рассчитали магнитные моменты для нечетных и нечетно-нечетных ядер в основном и возбужденных состояниях. Магнитные моменты нечётных ядер рассчитывались в рамках универсального подхода ТКФС с использованием эффективных спиновых сил Ландау–Мигдала и одночастичного базиса, рассчитываемого с помощью самосогласованного метода энергетического функционала плотности на основе функционала Фаянса, который описан в разделе 1.1.2. Параметры функционала плотности и эффективных спиновых сил, которые хорошо известны, были использованы ранее в расчётах многих других ядерных характеристик.

Были рассчитаны магнитные моменты для 93 нечётных ядер. Для тех 83 нечетных ядер, для которых известны экспериментальные значения магнитного момента (по крайней мере с точностью до знака), были воспроизведены с точностью порядка 0.1–0.2 μ_N , за исключением трех ядер ^{191}Tl , ^{205}Bi и ^{209}Bi . Данное расхождение можно объяснить тем, что в отличие от [5; 6] в настоящей работе не учитывались вклады в эффективное взаимодействие, которые обусловлены мезонным обменом. Для 15 из 83 нечетных ядер, знак магнитного момента которых не известен, уверенно его предсказываем, потому что для остальных ядер знаки экспериментального и теоретического значения совпадают.

Основным приближением для нечетно-нечетных ядер является отсутствие взаимодействия между нечетными протонными и нейтронными квазичастицами. Таким образом, задача свелась к проблеме расчету магнитных моментов

соответствующих нечетных ядер в основном состоянии. Были рассчитаны магнитные моменты для 14 нечетно-нечетных околوماгических ядер. Экспериментальные значения для 10 из этих ядер, в основном состоянии совпадают с результатами с примерно такой же точностью что и в случае с магнитными моментами нечетных ядер. Для 32 ядер со спариванием получены аналогичные результаты за некоторым исключением, а именно 7 изотопов таллия и ряда других ядер. Магнитные моменты этих ядер (изотопы таллия и ^{58}Co , ^{88}Rb , ^{90}Y , ^{106}In , ^{110}In , ^{114}Sb , ^{124}Sb) можно описать, как было показано в §2.3.4, если учесть смешивание одночастичных уровней в нечетной подсистеме. Согласие с экспериментальными данными было достигнуто подбором коэффициентом смешивания α . Полученные коэффициенты смешивания α можно использовать и для расчета других характеристик этих ядер. С помощью феноменологического подхода были рассчитаны магнитные моменты для 38 ядер, для 35 из которых есть экспериментальные данные. Хорошее согласие результатов феноменологического подхода с экспериментальными данными показали, что применение приближения оправдано для всех рассмотренных ядер, за исключением 6-и ядер (^{210}Bi , ^{88}Rb , ^{90}Y , ^{110}In , ^{114}Sb и ^{124}Sb).

Для рассмотренных нечетно-нечетных околوماгических ядер и пяти полумагических ядер, которые удовлетворяют одноквазичастичному приближению, были рассчитаны магнитные моменты ядер в возбужденных состояниях. Для магнитных моментов нечетно-нечетных ядер в возбужденных состояниях получено разумное согласие между результатами феноменологического и микроскопического подходов, и экспериментальными данными, что также подтверждает правильность приближения для нечетно-нечетных ядер.

Получено хорошее согласие результатов с результатами многочастичной модели оболочек, как для нечетных, так и для нечетно-нечетных ядер. При этом в нашем подходе, в отличие от многочастичной модели оболочек не использовались подгоночные параметры.

Глава 3. Микроскопические расчеты радиационных силовых функций

В настоящей главе представлены результаты расчетов радиационных силовых функций четно-четных полумагических и дважды магических ядер. Микроскопические расчеты были выполнены на основе КПВБ, которое описано в разделе 1.2. Рассмотрено влияние эффектов связи с фонами на интегральные характеристики гигантского дипольного резонанса и на структуру пигмидипольного резонанса.

Настоящая глава посвящена самосогласованным расчетам радиационных силовых функций четно-четных полумагических и дважды магических ядер с использованием метода ЭФП с функционалом на основе сил Скирма. Такой подход позволяет единообразно рассчитать самосогласованное среднее поле и эффективное взаимодействие между нуклонами, то есть характеристики основного и возбужденных состояний. В расчетах использовался метод КПВБ, который описан в разделе 1.2. При этом использовался метод "силового согласования", описанный в разделе 1.2.3, что является принципиально важным в области энергий ПДР. Кроме того для ядра ^{208}Pb был применен полностью самосогласованный новейший метод континуумного ПВБ с использованием сил Скирма с новым набором параметров. Сравнение с результатами метода КМХФ позволяет оценить влияние эффектов связи с фонами на интегральные характеристики гигантского дипольного резонанса и на структуру пигмидипольного резонанса.

Глава 3 основана на работах автора [13; 91–96].

3.1 История вопроса

Теоретическое описание гигантских мультипольных резонансов и их структур для магических и немагических ядер имеет долгую историю и до сих пор остается достаточно актуальной проблемой [22; 51]. Одним из наиболее часто используемых подходов для описания возбуждений четно-четного ядра явля-

ется метод хаотических фаз. В рамках этого приближения возбуждения ядра рассматриваются как однофононные состояния, которые являются суперпозицией $1p1h$ -конфигураций. Обобщение КМХФ для явного учета спаривания в немагических ядрах привело к КМХФ, в котором фононы являются суперпозицией конфигураций из двух квазичастиц. Обширное применение этих методов позволило описать многие свойства возбуждений ядра, но с дальнейшим развитием экспериментальной техники стало ясно, что необходимо развивать данный подход далее. Например, хорошо известно, что МХФ и КМХФ позволили описать среднюю энергию и общую силу ГДР, но обе модели не смогли описать общие ширины резонансов и их тонкую структуру [19]. Причиной этого является то, что на характеристики ГДР значительно влияют сложные конфигурации. Еще одним недостатком ранних вариантов метода КМХФ было использование двух наборов параметров — один для среднего поля, а другой для эффективного взаимодействия между нуклонами. Несмотря на недостатки КМХФ, этот метод продолжают использовать, например, в работе [11], в которой были впервые представлены результаты массовых расчетов $E1$ силовых функций для 3317 ядер, результаты которой были добавлены в RIPL-2 [32]. Также стоит отметить работу [33], в которой была предпринята попытка на основе полностью самосогласованного КМХФ понять природу низкоэнергетической части РСФ.

Первый недостаток был устранен в рамках различных моделей, которые были уже успешно применены для многих ядер и ядер со спариванием. В число этих методов входят прежде всего квазичастичная-фононная модель (КФМ) [25; 97], а также метод "QRPA+PC" группы из Милана [98]. Оба этих подхода используют однофононное представление. Однако, последние варианты КФМ позволяют учитывать конфигурации из трех фононов [99]. Ни одна из этих моделей не учитывает корреляции в основном состоянии, вызванные сложными конфигурациями, а КФМ не учитывает и одночастичный континуум. Следует отметить, что первые микроскопические расчеты радиационных силовых функций были успешно выполнены в рамках КФМ [100]. Однако в этих расчетах использовалась, по сути, другая РСФ, которая включала только переходы между основным и возбужденными состояниями, и описывала РСФ в одной точке по энергии в районе энергии отделения нейтрона.

Метод, использованный в данной работе, основывается на обобщенной теории конечных ферми-систем, которая является расширением ТКФС Мигдала

[2]. В рамках этого подхода помимо учета эффектов КМХФ учитываются эффекты связи с фононами. Впервые основные соотношения для учета связи с фононами в рамках метода квантовых функций Грина были получены в работе Камерджи́ева [14]. Модель была разработана для описания возбужденных состояний четно-четных дважды магических ядер с учетом $2p2h$ (точнее $1p1h \otimes$ фонон) конфигураций. Развитие этого метода продолжилось в работе Целяева [15], в которой был представлен приближенный метод хронологического расщепления диаграмм для построения обобщенного пропагатора так, что была решена проблема полюсов второго порядка. В обзоре [19] метод был полностью сформулирован для ядер с заполненной оболочкой и были учтены корреляции в основном состоянии, вызванные связью с фононами. В этой работе метод был применен для описания характеристик гигантских резонансов в дважды магических ядрах (^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Ni и ^{208}Pb). В [19] была использована несамосогласованная одночастичная схема на основе потенциала Вудса–Саксона, хотя в серии работ по ОТКФС, представленной в обзоре [19], уже использовался так называемый очищенный одночастичный базис, являющийся физическим аналогом самосогласованного базиса. В работе Целяева [21] метод был обобщен на случай четно-четных ядер со спариванием с использованием самосогласованной схемы на основе метода среднего поля ХФБ с силами Скирма. Таким образом, используется метод ОТКФС в квазичастичном приближении временной блокировки, или, для краткости, КПВБ.

3.2 Полумагические ядра

В Таблицах 3.1 и 3.2 представлены результаты расчета по формулам 3.1 интегральных характеристик гигантского дипольного резонанса для 7 изотопов олова и 6 изотопов никеля. Для сравнения с экспериментальными данными использовался более универсальный, чем представление в виде лоренциана, способ. Средняя энергия и дисперсия рассчитывались по формулам:

$$\langle E \rangle = \frac{m_1}{m_0}, \quad D = \sqrt{\frac{m_2}{m_0} - \left(\frac{m_1}{m_0}\right)^2}, \quad (3.1)$$

Таблица 3.1 — Интегральные характеристики ГДР для изотопов Sn на интервале энергий 13–18 МэВ

	^{110}Sn	^{112}Sn	^{116}Sn	^{118}Sn	^{120}Sn	^{122}Sn	^{124}Sn
Средняя энергия $\langle E \rangle$, МэВ							
КМХФ	16.04	16.00	15.53	15.47	15.32	15.16	15.15
КПВБ	15.29	15.55	15.20	15.15	15.01	15.02	15.04
[101]	–	–	15.44	15.40	15.38	–	15.34
Эксп. [102]	–	–	15.51	15.46	15.39	–	15.31
[103]	–	–	–	–	–	–	15.35
Дисперсия D , МэВ							
КМХФ	1.394	1.437	1.558	1.553	1.597	1.552	1.567
КПВБ	1.268	1.370	1.373	1.423	1.378	1.372	1.320
[101]	–	–	1.308	1.299	1.309	–	1.297
Эксп. [102]	–	–	1.266	1.295	1.300	–	1.300
[103]	–	–	–	–	–	–	1.296
Интегральное сечение σ_{int} , мбн·МэВ							
КМХФ	1457	1480	1553	1549	1563	1519	1575
КПВБ	1056	936	989	971	978	1075	1092
[101]	–	–	1060	1077	1122	–	1088
Эксп. [102]	–	–	961	976	1084	–	1058
[103]	–	–	–	–	–	–	1059

где моменты m_k для интервала энергии $\Delta E = E_{max} - E_{min}$ рассчитываются по формуле:

$$m_k = \int_{E_{min}}^{E_{max}} E_\gamma^k S(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (3.2)$$

Как уже указывалось есть простая связь между силовой функцией и сечением фотопоглощения (см. 1.30), поэтому также рассчитывалось интегральное сечение фотопоглощения

$$\sigma_{int} = \int \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma = 4.022 \int S(E_\gamma) E_\gamma dE_\gamma = 4.022 \cdot m_1. \quad (3.3)$$

В указанных изотопах олова и никеля ГДР рассматривался на интервалах энергии γ -квантов 13–18 МэВ для изотопов олова и 14–21 МэВ для изотопов никеля. Данные интервалы были выбраны, потому что они соответствуют интервалам, на которых в библиотеке данных RIPL-3 [34] подбирались параметры лоренциана. При сравнении результатов расчетов с экспериментальными дан-

Таблица 3.2 — Интегральные характеристики ГДР для изотопов Ni на интервале энергий 14–21 МэВ

	^{58}Ni	^{60}Ni	^{62}Ni	^{68}Ni	^{70}Ni	^{72}Ni
Средняя энергия $\langle E \rangle$, МэВ						
КМХФ	17.64	17.42	17.52	16.81	16.71	17.17
КПВБ	17.41	17.19	17.02	16.33	17.04	17.52
Эксп. [103]	17.94	17.67	–	–	–	–
Эксп. [104]	–	17.45	–	–	–	–
Дисперсия D , МэВ						
КМХФ	1.603	1.422	1.623	1.713	2.017	1.684
КПВБ	1.833	1.676	1.663	1.652	2.027	1.846
Эксп. [103]	1.750	1.800	–	–	–	–
Эксп. [104]	–	1.777	–	–	–	–
Интегральное сечение σ_{int} , мбн·МэВ						
КМХФ	826	849	892	923	998	1089
КПВБ	652	697	629	706	776	684
Эксп. [103]	411	534	–	–	–	–
Эксп. [104]	–	373	–	–	–	–

ными получено, что учет связи с фононами оказывает заметное влияние на рассмотренные интегральные характеристики и приводит к лучшему описанию интегральных характеристик ГДР, особенно дисперсии и интегрального сечения.

На Рисунках 3.1 и 3.2 представлены РСФ в области ПДР для указанных изотопов олова и никеля, которые сравниваются с экспериментальными значениями, полученными с помощью "метода Осло" [36; 105; 106; 108] или другими методами [107], и с известной феноменологической моделью EGLO (улучшенный обобщенный лоренциан). Из этих Рисунков видно, что

- Во-первых, в отличие от феноменологической модели EGLO, в изотопах олова и никеля проявляется структура в ПДР, обусловленная как эффектами КМХФ, так и эффектами учета связи с фононами. Причиной появления в расчетах структур, вызванных эффектами связи с фононами, является существование полюсов при энергиях $E = E_1 + E_2 - \omega_s$, где E_1, ω_s — энергии квазичастицы и фонона, соответственно. Для области ПДР эффекты связи с фононами обычно становятся значительными при энергиях выше 3 МэВ вплоть до 9-10 МэВ.

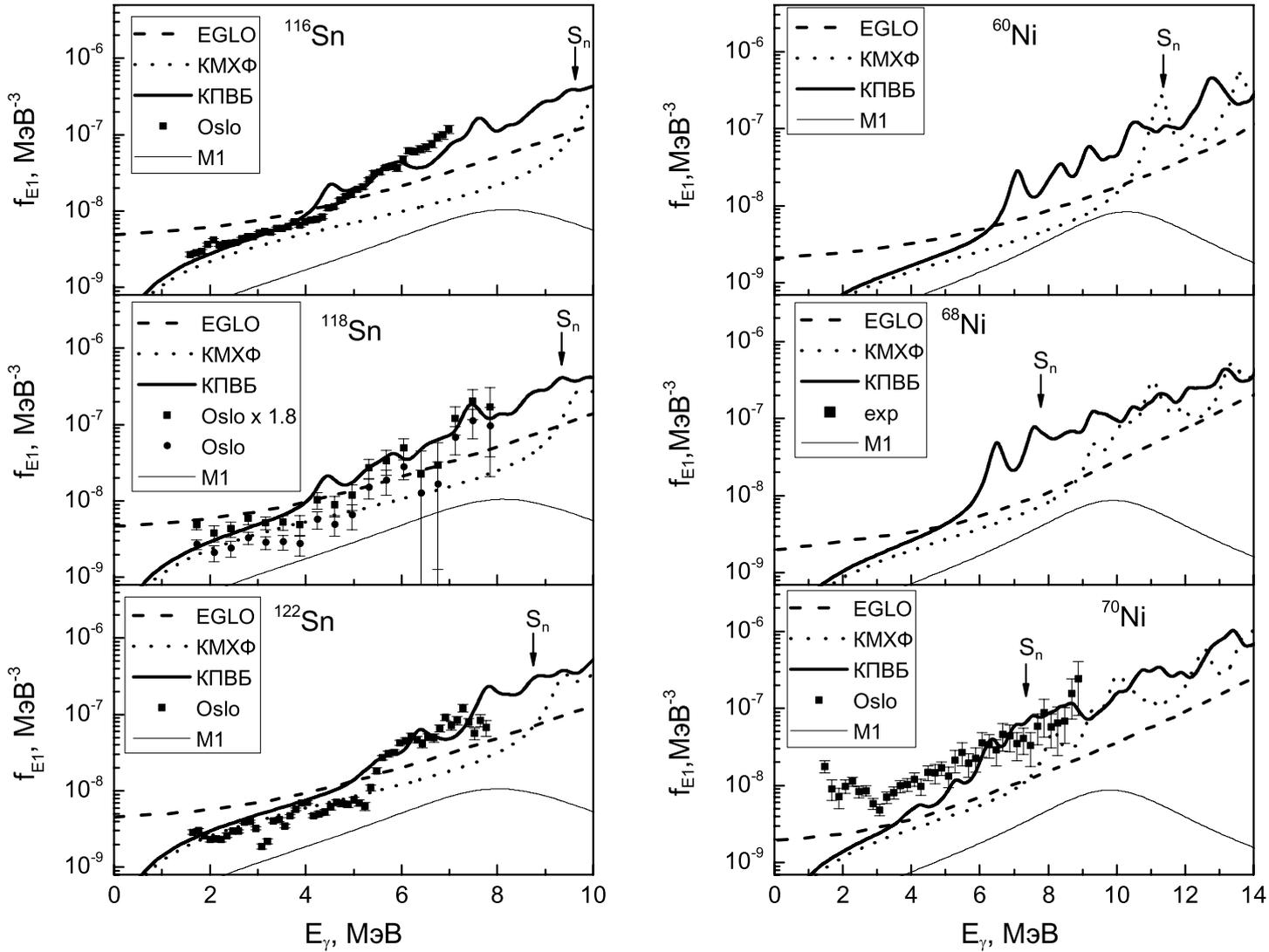


Рисунок 3.1 — Радиационная силовая функция для изотопов Sn и Ni согласно моделям: КМХФ (точечная линия), ОТКФС (КПВБ) (сплошная линия), EGLO (штриховая линия), тонкая сплошная линия — M1 резонанс.

Экспериментальные данные взяты из работ [36; 105–108]

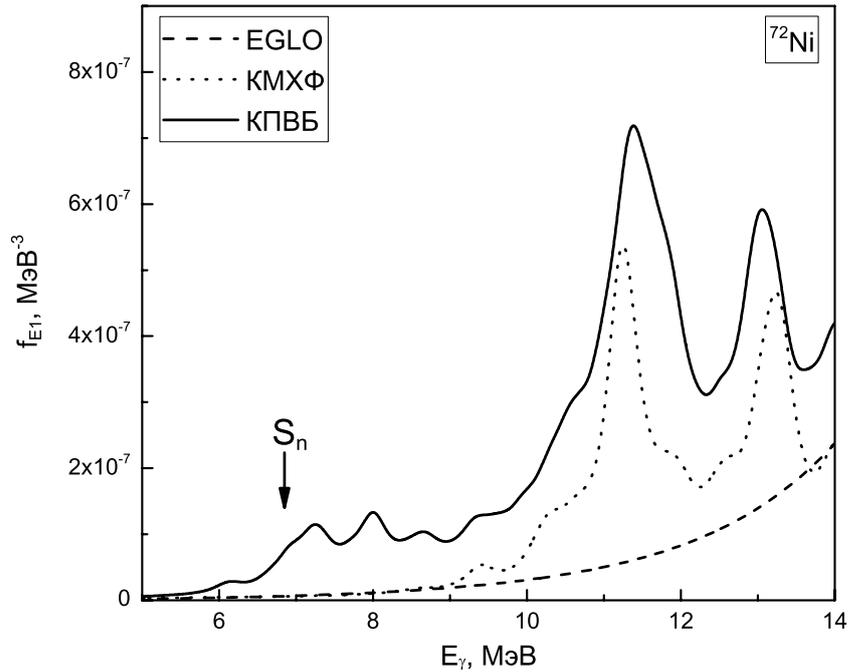


Рисунок 3.2 — То же, что и на Рисунке 3.1, но для изотопа ^{72}Ni

- Во-вторых, хорошее микроскопическое описание экспериментальных данных в области пигми-дипольного резонанса [36; 105–107] достигается только благодаря учету эффектов связи с фононами.
- В-третьих, наблюдаемое усиление в ядре ^{70}Ni при $E_{\gamma} < 3$ МэВ аналогично усилению в силовой функции в ядрах $^{94,96}\text{Mo}$ [109], которое объяснялось нуклонными E1-переходами с одночастичных состояний в одночастичный континуум [110] или M1-переходами между возбужденными состояниями из-за переориентации спинов в протонных и нейтронных состояниях с большими значениями j [111].

В работе [107] для нейтронно-избыточного ядра ^{68}Ni ($S_n = 7.79$ МэВ) были измерены характеристики ПДР и получены следующие результаты: ПДР находится в интервале (7–13) МэВ со средней энергией около 11 МэВ и исчерпывает примерно 5 % энергетически взвешенного правила сумм. Заметим, что энергия отделения S_n в ^{68}Ni равна 7.8 МэВ, то есть ПДР находится заметно выше энергии отделения нейтрона. В наблюдаемом интервале (7–13) МэВ в рамках КМХФ нами получено хорошее согласие с экспериментом для средней энергии ПДР ($\langle E \rangle = 11.2$ МэВ) и удовлетворительное описание исчерпывания правила сумм 4.85 %. Учет связи с фононами почти не меняет среднюю энергию ($\langle E \rangle = 10.9$ МэВ), но заметно увеличивает величину процента исчерпывания

правила сумм до 8.7 %. Ранее, похожие расчеты для ^{68}Ni , ^{70}Ni были выполнены в рамках релятивистского КПВБ [30; 112], в которой авторам пришлось дополнительно учесть двухфононные конфигурации для объяснения эксперимента.

Как видно для ядра ^{70}Ni ($S_n = 7.31$ МэВ) на Рисунке 3.1, РСФ, получаемая в рамках EGLO, не содержит структур до энергии 14.5 МэВ, тогда как микроскопический подход дает заметные структуры при $E > S_n$ как в КМХФ, так и в КПВБ. Таким образом, для интервала (8–14) МэВ получено $\langle E \rangle = 12.2$ МэВ, а для интервала (7.3–13.3) МэВ $\langle E \rangle = 11.4$ МэВ. Величина истощения энергетически взвешенного правила сумм с учетом связи с фононами составляет 20.6% и 27.7% для КМХФ и КПВБ в первом интервале, и 12.7% и 19.5% для этих же приближений во втором интервале. Из этого видно, что количественный вклад эффекта связи с фононами, то есть отличие КМХФ от КПВБ, является наибольшим для величин истощения энергетически взвешенного правила сумм. Средние значения $\langle E \rangle$ остаются почти неизменными для всех трех вариантов КМХФ, КПВБ и EGLO. Также расчеты для ядра ^{70}Ni в области ПДР подтверждены новейшими экспериментальными данными группы из Осло [108], также ожидать совпадения с результатами других экспериментальных групп.

Для характеристик ПДР в ядре ^{72}Ni ($S_n = 6.89$ МэВ) в интервале энергий 8–14 МэВ в рамках КПВБ получено, что средняя энергия $\langle E \rangle = 12.4$ МэВ и ПДР истощает 25.7% энергетически взвешенного правила сумм. Такое большое значение обусловлено тем, что это ядро является сильно нейтронно-избыточным. Следует отметить, что в интервале 10–14 МэВ лежит главный вклад в ПДР в ^{72}Ni , который истощает 13.9% (КМХФ) и 23.2% (КПВБ) энергетически взвешенного правила сумм. В этом интервале наблюдается (см. Рисунок 3.2) два максимума. По этой причине силы в интервале 10–14 МэВ преобладают и практически совпадают с силами в интервале 8–14 МэВ.

3.3 Дважды-магические ядра

На Рисунке 3.3 представлены результаты расчетов РСФ для ядра ^{56}Ni . Это дважды магическое ядро представляет интерес из-за дополнительных структур

в области ПДР, которые вызваны учетом связи с фононами и находятся при энергиях меньших энергии отделения нейтрона, которая в ^{56}Ni имеет большое значение ($S_n = 16.6$ МэВ), чем в других дважды магических ядрах (^{132}Sn и ^{208}Pb).

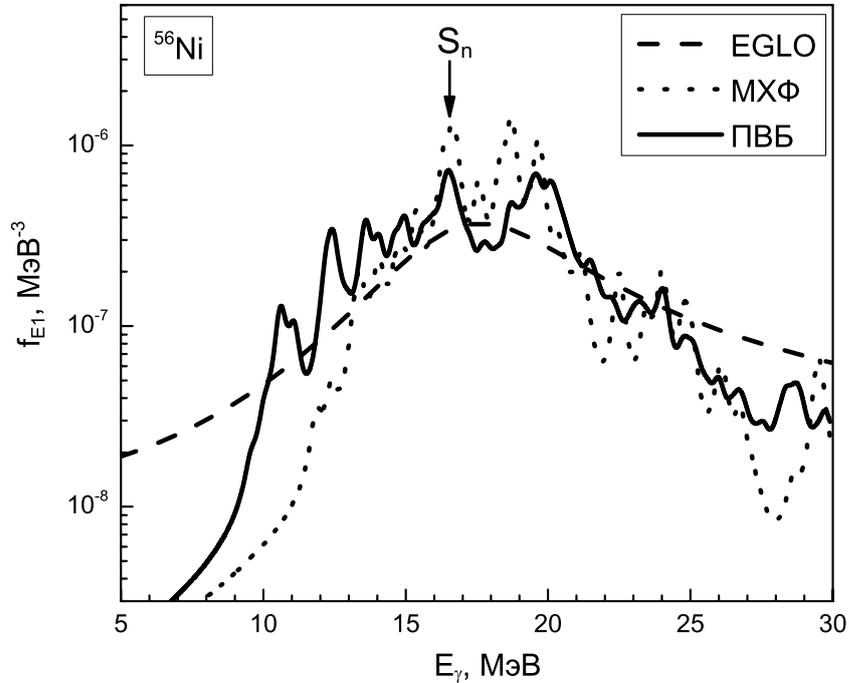


Рисунок 3.3 — Радиационная силовая функция для ядра ^{56}Ni согласно моделям: МХФ (точечная линия), ПVB (сплошная линия), EGLO (штриховая линия)

На Рисунке 3.4 представлены результаты расчетов РСФ для ^{132}Sn . Данное ядро представляет интерес по нескольким причинам: 1) оно является дважды магическим, 2) в цепочке изотопов олова ^{132}Sn является одним из нестабильных ядер, для которого проводились исследования ГДР и ПДР. Результаты сравнивались с экспериментальными данными из работы [113], для которых видна хорошо известная структура ПДР при энергии около 10 МэВ, что обсуждалось в работах [23; 41]. Также, как и для других изотопов олова и никеля, результаты расчетов сравнивались с феноменологической моделью EGLO. Видно, что в отличие от феноменологической кривой EGLO и микроскопического расчета в рамках МХФ, метод ПVB позволяет лучше описать структуры ПДР.

На Рисунке 3.5 представлены результаты расчета для ядра ^{208}Pb [22]. Основное отличие континуумного ПVB, использованного в работе Люторовича и соавторов [22], от нашего метода состоит в полном учете одночастичного конти-

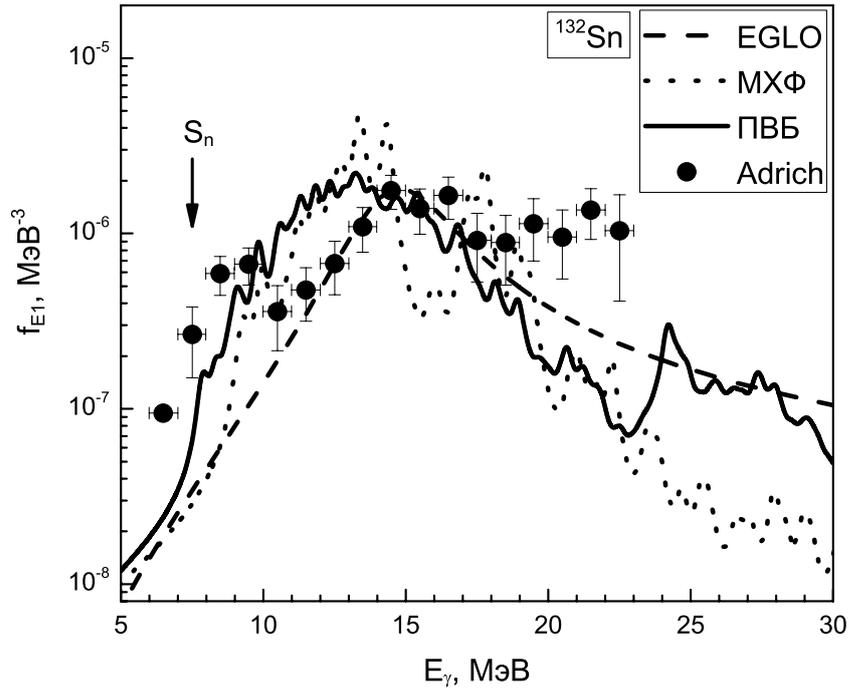


Рисунок 3.4 — То же, что и на Рисунке 3.3, но для ^{132}Sn . Экспериментальные данные взяты из [113]

нуума. В этой работе были использованы силы Скирма с учетом всех составляющих, что позволило решить вопрос об исключении "духового" 1^- -состояния, и с параметризацией SV-m56k6 [116], которая была подобрана для лучшего описания свойств гигантского резонанса в дважды магических ядрах ^{16}O , ^{48}Ca и ^{208}Pb . Параметр усреднения для этого ядра был выбран авторами равным $\Delta = 400$ кэВ. Такое значение параметра усреднения было выбрано для лучшего описания ГДР. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными, полученными "методом Осло", [117] (переанализированные данные). Для сравнения добавлен феноменологический лоренциан EGLO. Из Рисунка 3.5 видно, что метод континуумного ПВБ описывает экспериментальные данные при $E_{\gamma} > 5$ МэВ лучше, чем МХФ. Данный результат объясняется отсутствием одночастичных или двухфононных E1-переходов в дважды магическом ^{208}Pb при $E_{\gamma} < 5$ МэВ и указывает на важную роль связи с фонами. Как видно, например, в [118], где измерялись переходы между основным и возбужденными состояниями, спектр 1^- -возбуждения начинается с 4.84 МэВ, то есть нет 1^- переходов с энергией меньше, чем 4.84 МэВ. Расхождение результатов расчетов с экспериментальными данными в области ниже 5 МэВ можно объяснить

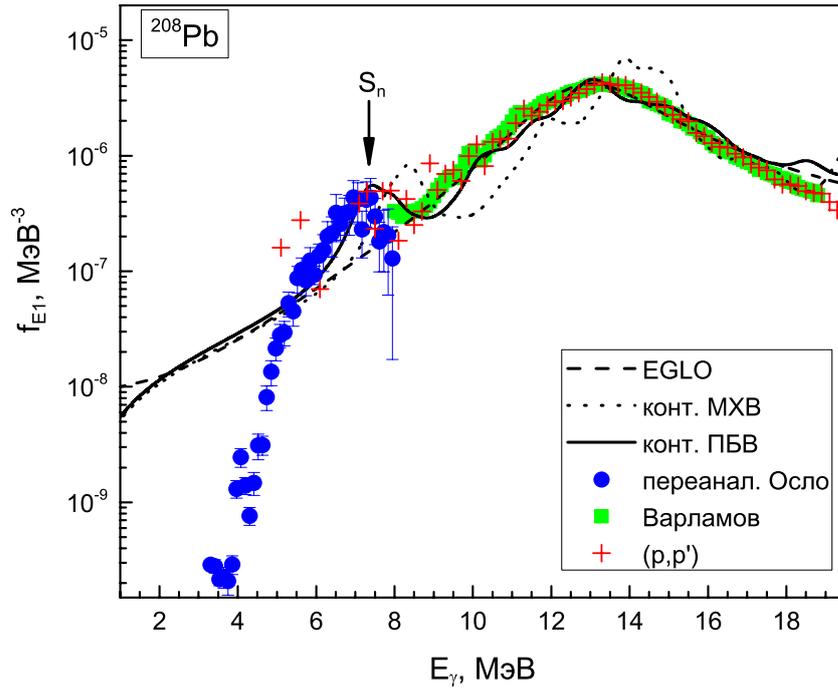


Рисунок 3.5 — Радиационная силовая функция для ядра ^{208}Pb согласно моделям: континуумный МХФ (точечная линия), континуумное ПБВ (сплошная линия), EGLO (штриховая линия). Экспериментальные данные взяты из [103; 114; 115]

использованным нами относительно большим параметром усреднения, равным 400 кэВ. По-видимому, переходы, наблюдаемые в [114; 117] при $E < 4.84$ МэВ — это переходы между возбужденными состояниями, в том числе М1 переходы. Следует также отметить большое различие между двумя экспериментальными методами, так как в обработке результатов группы Осло может содержаться дополнительная неопределенность, связанная с низкой плотностью уровней в ^{208}Pb при $E < S_n$.

Для того, чтобы получить более полную картину выполнено сравнение трех наборов экспериментальных данных для ^{208}Pb (см. рисунок 3.6): 1) данные из работы [114; 117] для РСФ на основе реакции ($^3\text{He}, ^3\text{He}'\gamma$), которые определяются переходами между основным и возбужденными состояниями и между возбужденными состояниями; 2) данные [118] на основе реакции (γ, γ') для значений $B(E1)$ только для переходов между основным и возбужденными состояниями; 3) данные [115; 119] на основе неупругого рассеяния поляризованных протонов (p, p'). Для сравнения с остальными экспериментальными данными

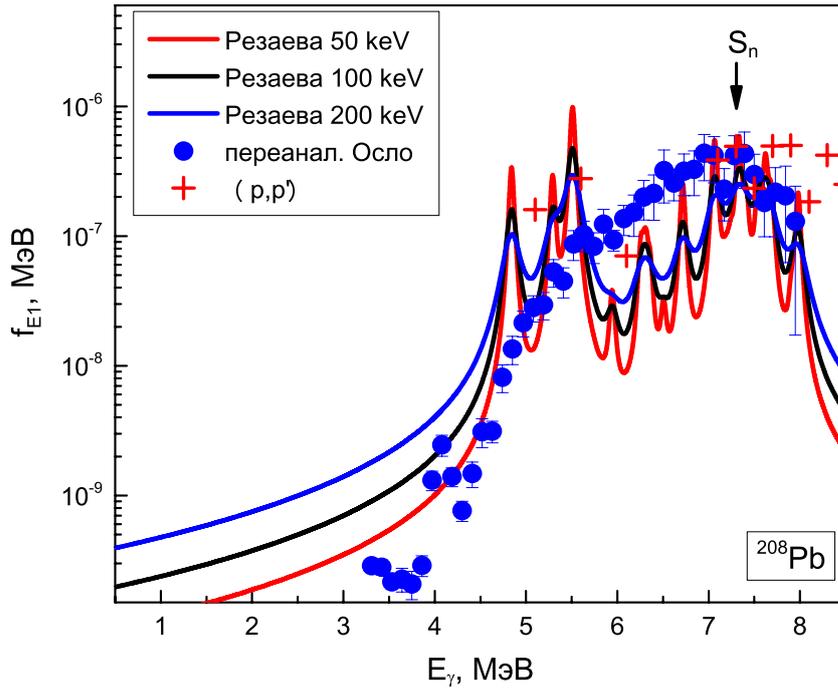


Рисунок 3.6 — Сравнение экспериментальных данных в реакциях (${}^3\text{He}, {}^3\text{He}'\gamma$), (γ, γ') и (p, p'). Эксперимент: точки [114; 117] — результаты группы Осло, крестики [115]. Результаты (γ, γ') показаны с параметрами усреднения 50, 100, 200 кэВ

мы сгладили данные из [118] с тремя параметрами усреднения 50, 100, 200 кэВ, используя метод силовой функции, широко применяемой в КФМ [25]:

$$f_{E1}(E_{\gamma}) = \frac{16}{27(\hbar c)^3} \sum_s B(E1)_s \frac{\Delta}{(E_{\gamma} - E_s)^2 + \Delta^2/4}. \quad (3.4)$$

Как видно из Рисунка 3.6, в интервале энергий (5.5–7.5) МэВ переанализированные экспериментальные данные [117] заметно выше чем данные из (γ, γ') экспериментов независимо от значения параметра усреднения. Нет оснований сомневаться (в отличие от случая для ${}^{120}\text{Sn}$ [120]) в потере силы ПДР для ${}^{208}\text{Pb}$ в работе [118], поскольку эти результаты подтверждены другим экспериментальным методом (неупругое рассеяние протонов [115; 119]). Поэтому наиболее вероятно, что группой из Осло в этом интервале энергий также измерялись переходы между возбужденными состояниями. Как и ожидалось, получено грубое согласие между двумя наборами экспериментальных данных при $E_{\gamma} > 4.84$ МэВ. Таким образом, можно полагать, что переходы, наблюдаемые в

работе [114] при $E_\gamma < 4.84$ МэВ, являются переходами между возбужденными состояниями или переходами с другими мультипольностями.

3.4 Выводы

В данной главе представлены результаты для $E1$ РСФ для изотопов олова и никеля, и ^{208}Pb , рассчитанные на основе модели КПВБ, которая помимо обычных конфигураций КМХФ учитывает более сложные конфигурации ($2q \otimes$ фонон) и одночастичный континуум в дискретном виде. РСФ, полученные с помощью КПВБ, сравниваются с результатами, полученные с помощью КМХФ, что позволяет нам оценить вклад связи с фононами в рассматриваемых ядрах. Полученные результаты также сравнивались с феноменологической моделью EGLO, которая используется, например, в программном комплексе EMPIRE. Учет связи с фононами позволяет описывать дополнительные структуры, дополнительное к тем, которые вызваны эффектами КМХФ, как в области гигантского резонанса, так и в области пигми-дипольного резонанса. В случае с дважды магическими ядрами ^{56}Ni , ^{132}Sn и ^{208}Pb структуры в РСФ более выражены, чем в полумагических ядрах. Эти эффекты позволяют нам лучше описывать интегральные характеристики в области гигантского дипольного резонанса, особенно дисперсию и интегральное сечение. В области пигми-дипольного резонанса экспериментальные данные можно объяснить только с помощью связи с фононами как для изотопов олова ($^{116,118,122}\text{Sn}$), так и изотопов никеля (^{70}Ni), особенно при $E_\gamma > 4$ МэВ. Показано, что для описания экспериментальных данных по РСФ учет связи с фононами является необходимым как для дважды-магических ядер, так и для ядер со спариванием. Анализ этого эффекта является, по-видимому, самой актуальной задачей теоретического описания РСФ, в особенности в области энергий ПДР и в ядрах с малой энергии отделения нуклона.

Глава 4. Микроскопическое описание радиационных характеристик ядерных реакций

В данной главе будут показаны результаты расчетов характеристик ядерных реакций с участием гамма-квантов, выполненных с использованием современного программного комплекса EMPIRE на основе радиационных силовых функций, описанных в Главе 3. Использованный нами код EMPIRE был кратко нами описан в разделе 1.3. Будет показано влияние связи с фононами на такие радиационные характеристики ядерных реакций, как сечения радиационного захвата нейтронов, соответствующие нейтронно-захватные спектры гамма-квантов и средние радиационные ширины. Глава 4 основана на работах автора [95; 96; 117; 121–123].

4.1 Сечения радиационного захвата

Как уже говорилось в Введении величина сечения радиационного захвата нейтронов является одной из самых важных величин, например, при изучении r -процесса нуклеосинтеза. Этот процесс, который дает около половины тяжелых элементов во Вселенной, протекает через ядра с большим избытком нейтронов, для которых получение экспериментальной информации о сечениях радиационного захвата невозможно. Обычно в этом случае характеристики ядерных реакций рассчитываются с использованием программных комплексов EMPIRE или TALYS на основе статистической модели Хаузера–Фешбаха. Одной из важных составляющих в этой модели при описании радиационного захвата нейтронов является радиационная силовая функция. Как говорилось ранее в 3.1 и показано в работах других авторов, используемые в этих кодах феноменологические модели на основе лоренциана и микроскопические модели на основе КМХФ недостаточно хорошо описывают РСФ, особенно в области энергий, которые меньше энергии отделения нейтрона, и в нейтронно-избыточных ядрах. Поэтому представляет интерес оценка учета связи с фононами в рамках самосогласованного КПВБ при моделировании реакции радиационного

захвата нейтронов. Стоит упомянуть, что подобные расчеты были выполнены Литвиновой с соавторами [124] для некоторых изотопов олова и никеля в рамках релятивистского КПВБ, но при этом для сечений радиационного захвата нейтронов не выполнялось сравнение с экспериментальными данными.

4.1.1 Полумагические ядра

На Рисунках 4.1, 4.2, 4.3 показаны сечения радиационного захвата нейтронов для некоторых изотопов олова, рассчитанные с помощью программного комплекса EMPIRE [31] на основе радиационных силовых функций, описанных в Главе 3. Расчеты были выполнены с использованием различных моделей плотности ядерных уровней (ПЯУ), таких как EGSM (Enhanced Generalized Superfluid Model) [34], GSM (Generalized Superfluid Model) [32] и микроскопической комбинаторной ХФБ модели [125]. Также для сравнения в ядрах, для которых нет экспериментальных данных, были выполнены расчеты сечения радиационного захвата нейтронов с использованием феноменологической модели РСФ EGLO и комбинаторная ХФБ модель ПЯУ. Такое сочетание, как видно из рисунка 4.1, 4.2, 4.3, позволяет описать имеющиеся экспериментальные данные. Как прекрасно видно на Рисунках 4.1, 4.2, 4.3 КМХФ занижает значения сечений и микроскопическое описание экспериментальных данных возможно только при учете связи с фонами независимо от выбора модели плотности ядерных уровней. Такая недооценка сечений обычно исправляется эмпирическим сдвигом и уширением распределения сил в рамках КМХФ в область низких энергий [11; 12].

Также, в качестве примера, на Рисунках 4.4, 4.5 показаны сечения радиационного захвата нейтронов ядрами ^{61}Ni и ^{69}Ni , рассчитанные аналогично изотопам олова. Так как для этих ядер экспериментальные данные отсутствуют, то как и в изотопах олова в качестве оценки сечений использовалось сочетание моделей EGLO для радиационных силовых функций и комбинаторной ХФБ модели для плотности ядерных уровней. Как видно на Рисунках 4.4, 4.5 учет связи с фонами позволяет улучшить согласие с результатами нашей оценки сечений. Стоит упомянуть, что подобные расчеты были выполнены Литвиновой

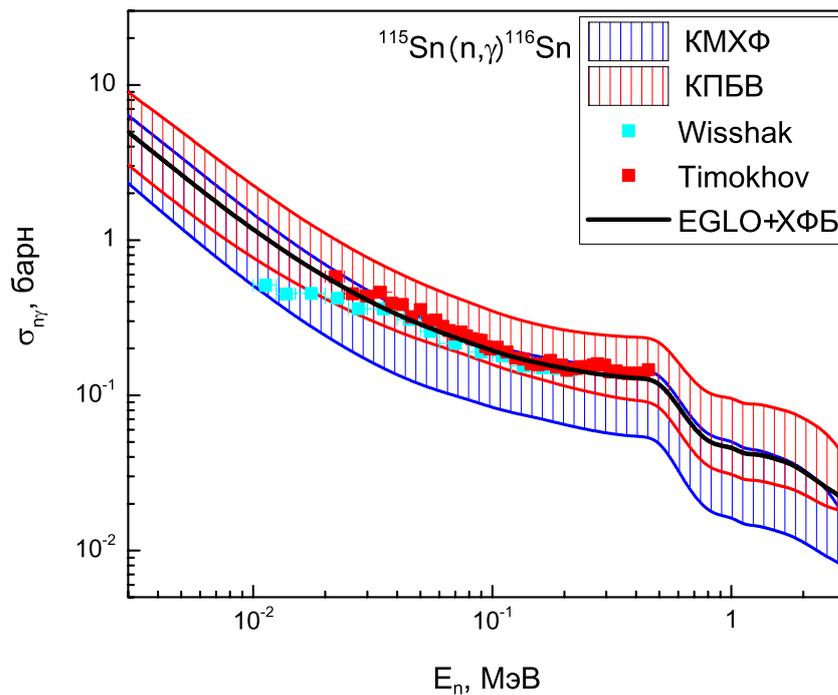


Рисунок 4.1 — Сечения радиационного захвата нейтронов в реакции $^{115}\text{Sn}(n,\gamma)^{116}\text{Sn}$. Полоса неопределенности вызвана применением разных моделей плотности ядерных уровней. Экспериментальные данные [126; 127]

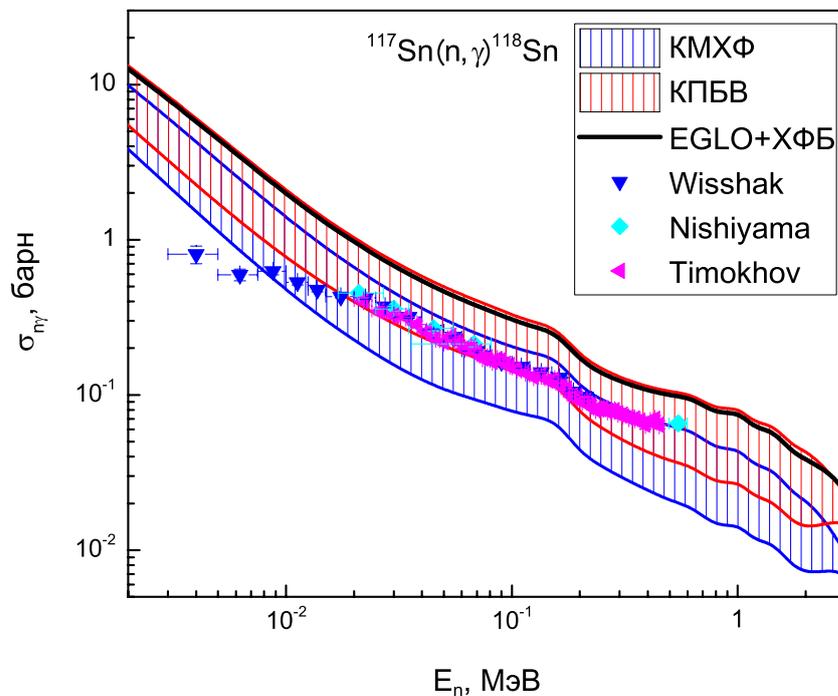


Рисунок 4.2 — То же, что и на Рисунке 4.1, но для реакции $^{117}\text{Sn}(n,\gamma)^{118}\text{Sn}$. Экспериментальные данные [126–128]

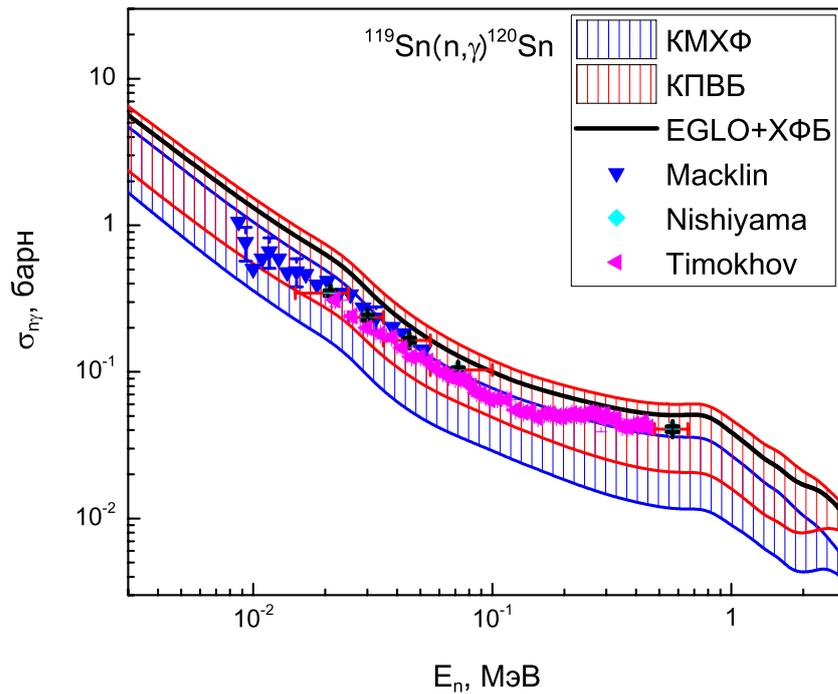


Рисунок 4.3 — То же, что и на Рисунке 4.1, но для реакции $^{119}\text{Sn}(n,\gamma)^{120}\text{Sn}$.
Экспериментальные данные [127–129]

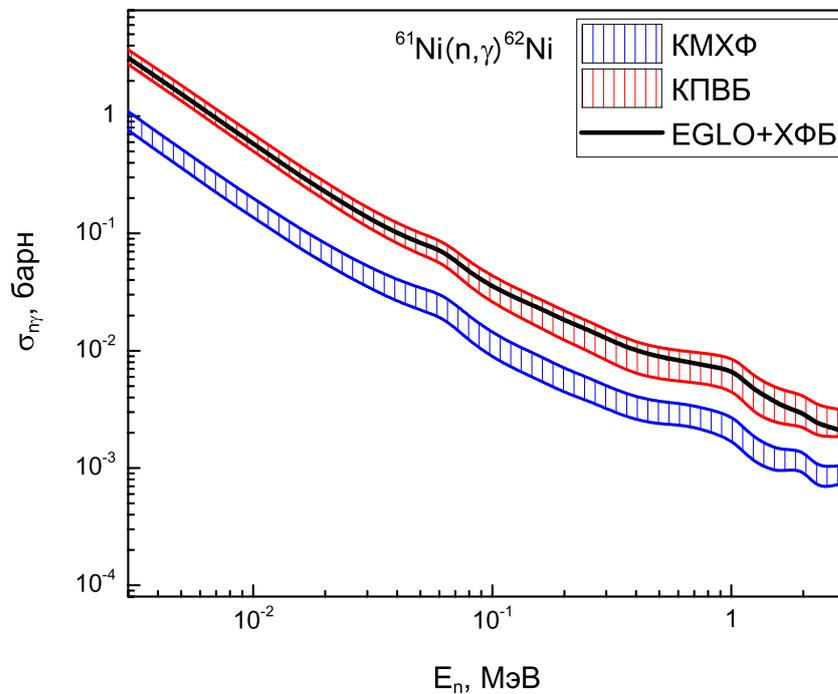


Рисунок 4.4 — Сечения радиационного захвата нейтронов в реакции $^{61}\text{Ni}(n,\gamma)^{62}\text{Ni}$. Черная сплошная линия — оценка сечения с помощью EGLO и комбинаторной ХФБ модели

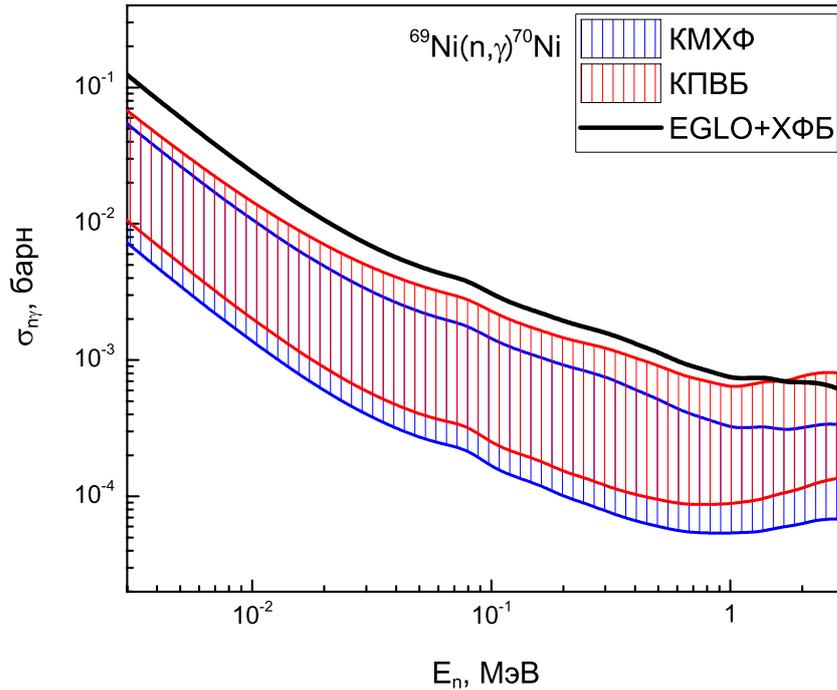


Рисунок 4.5 — То же, что и на Рисунке 4.4, но для реакции $^{69}\text{Ni}(n,\gamma)^{70}\text{Ni}$

с соавторами [124] для некоторых изотопов олова и никеля в рамках релятивистского КПВБ, но при этом для сечений радиационного захвата нейтронов не выполнялось сравнение с экспериментальными данными.

4.1.2 Дважды-магические ядра

На Рисунках 4.6, 4.7, 4.8 показаны сечения радиационного захвата нейтронов для ядер-мишеней ^{55}Ni , ^{131}Sn и ^{207}Pb , рассчитанные также, как и полумагические ядра, с использованием кода EMPIRE. Видна очень большая разница между результатами, полученными с помощью GSM [32] и другими моделями плотности ядерных уровней (EGSM [34] и комбинаторная ХФБ [125]). Точнее, разница для сечения (n, γ) составляет порядок величины практически во всем интервале энергии нейтрона вплоть до 2 МэВ и 10 МэВ для ядер ^{131}Sn и ^{207}Pb , соответственно. Нет заметной разницы между результатами для моделей плотности ядерных уровней EGSM и комбинаторной ХФБ. Одна из возможных причин такого расхождения для этих ядер — это использование в данных

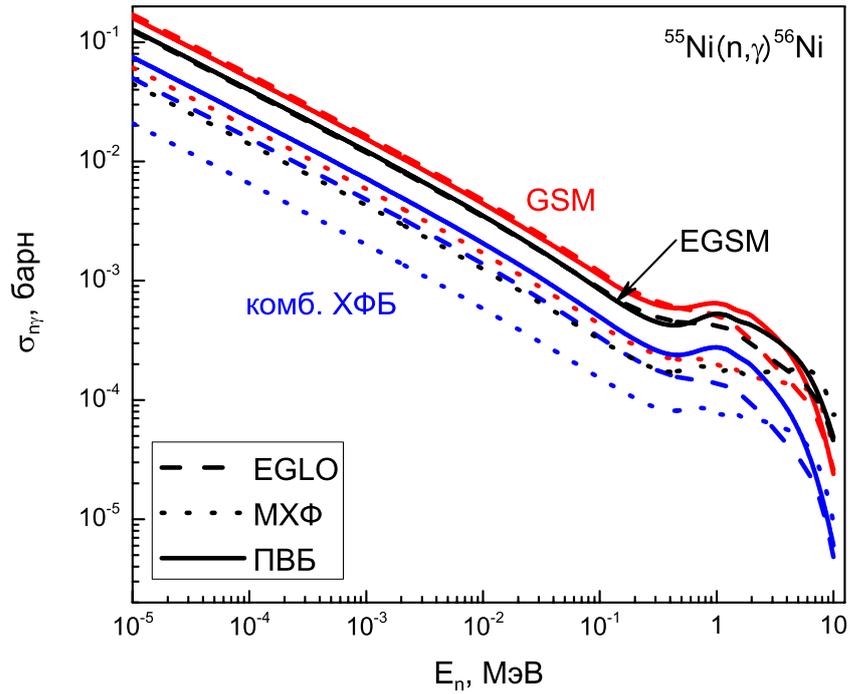


Рисунок 4.6 — Сечение реакции $^{55}\text{Ni}(n,\gamma)^{56}\text{Ni}$, которые были рассчитаны на основе моделей РСФ: EGLO (штриховая линия), МХФ (точечная линия) и ПВБ (сплошная линия). Красные кривые относятся к GSM модели ПЯУ, синие — комбинаторная ХФБ, черные — EGSM

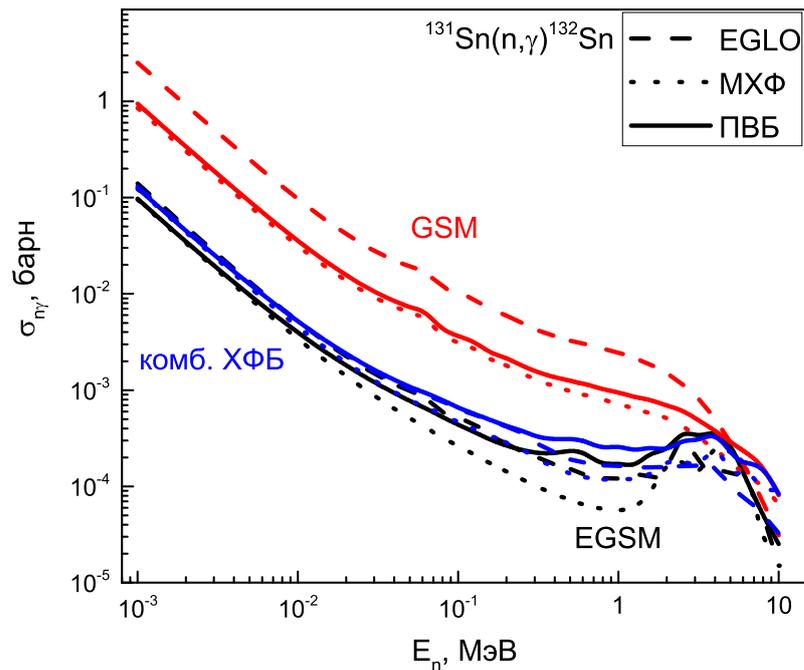


Рисунок 4.7 — То же, что и на Рисунке 4.6, но для реакции $^{131}\text{Sn}(n,\gamma)^{132}\text{Sn}$

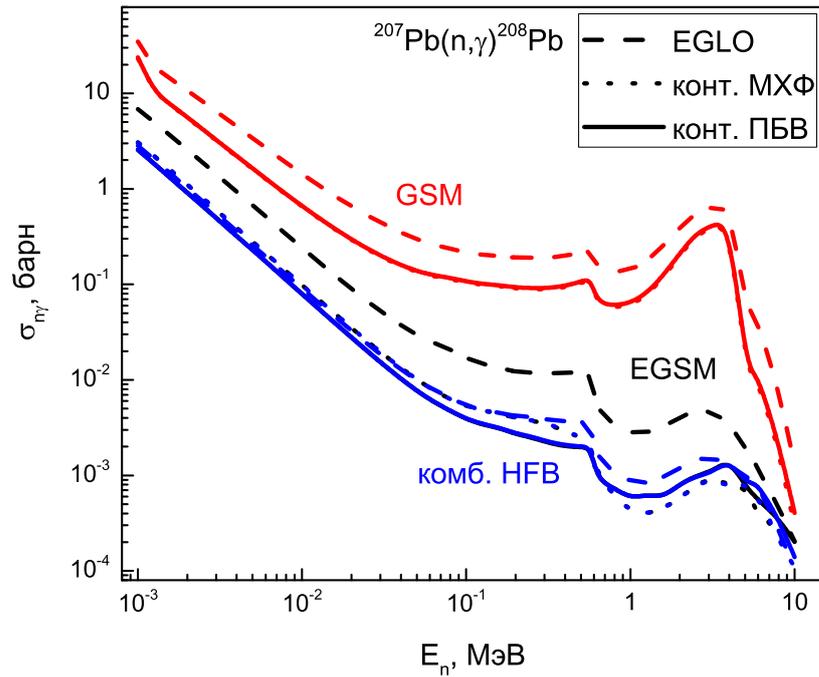


Рисунок 4.8 — То же, что и на Рисунке 4.6, но для реакции $^{207}\text{Pb}(n,\gamma)^{208}\text{Pb}$

моделях известных экспериментальных значений первых 2^+ уровней, которые важны для описания эффектов фоновго усиления в моделях плотности ядерных уровней. Другой возможной причиной может быть ошибки в коде EMPIRE для модели GSM.

4.2 Нейтронно-захватные спектры γ -квантов

В работе [128] были измерены нейтронно-захватные гамма-спектры ^{117}Sn ($\langle E_n \rangle = 46$ кэВ и $\langle E_n \rangle = 550$ кэВ) и ^{119}Sn (при $\langle E_n \rangle = 52$ кэВ и $\langle E_n \rangle = 570$ кэВ). С помощью кода EMPIRE сравниваются их результаты с теоретическими предсказаниями для ^{117}Sn (Рисунок 4.9) и ^{119}Sn (Рисунок 4.10). При расчете гамма-спектров были использованы три модели РСФ: феноменологическая EGLO и микроскопические КМХФ и КПВБ. Сравнение с экспериментом [128] представлено для двух моделей плотности ядерных уровней, а именно GSM и микроскопическая комбинаторная ХФБ модель [125]. Как видно из всех Рисунков, расчеты с EGLO и КПВБ описывают экспериментальные данные лучше, чем

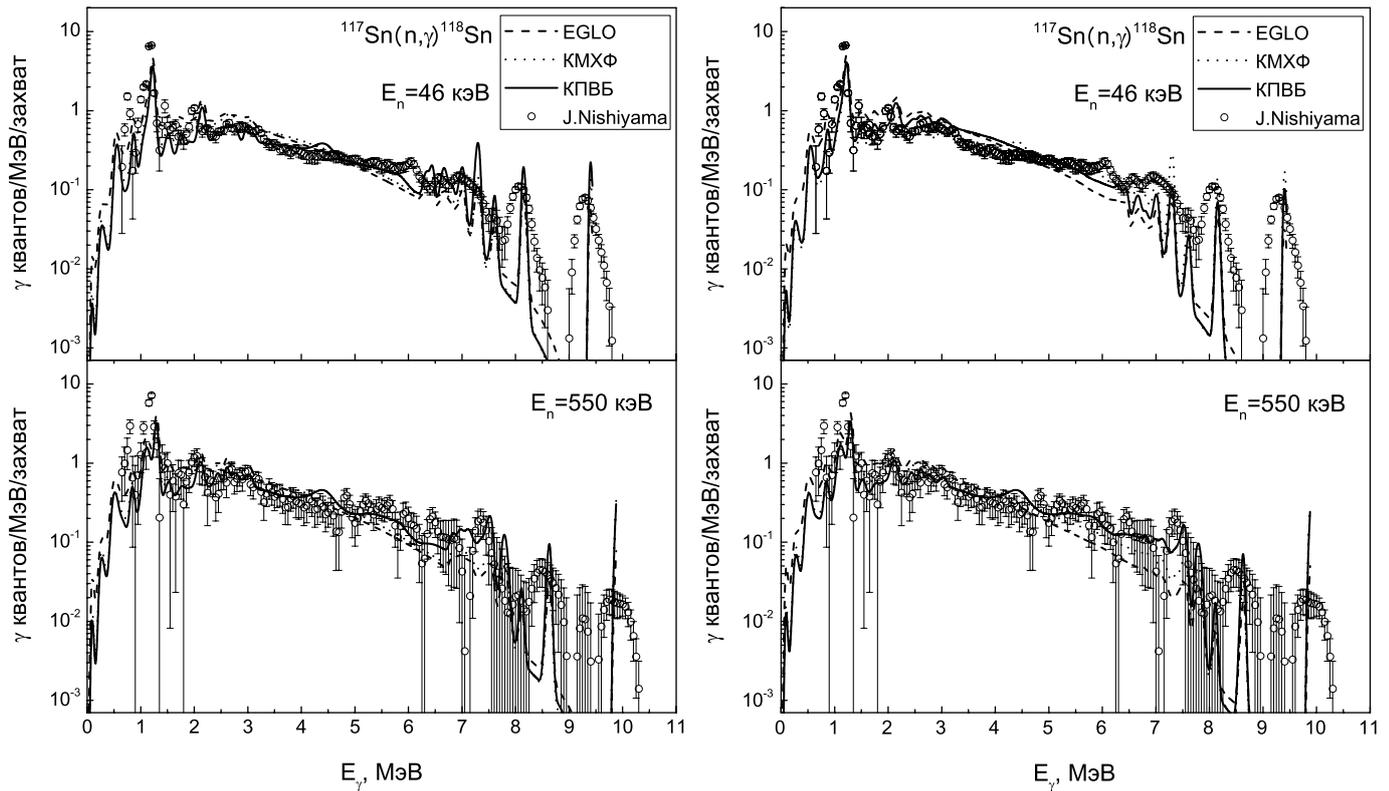


Рисунок 4.9 — Нейтронно-захватный спектр γ -квантов для ^{117}Sn при средней энергии нейтронов 46 кэВ (верхние панели) и 550 кэВ (нижние панели). Левая панель — расчеты для GSM плотности ядерных уровней, правая панель — расчеты для комбинаторной ХФБ плотности ядерных уровней. Эксперимент взят из [128]

КМХФ, также как и подробные структуры. По сравнению с феноменологической моделью GSM, согласие с экспериментом немного лучше для микроскопической комбинаторной ХФБ модели. Результаты также показывают, что связь с фонами дают ощутимый вклад.

Для полноты и сравнения с имеющимися экспериментальными данными [128] был выполнен расчет множественности захватных гамма-лучей для $E_\gamma > 0.6$ МэВ для двух ядер-мишени ^{117}Sn и ^{119}Sn путем интегрирования спектров гамма-лучей по энергии гамма-лучей (см. Таблицу 4.1). Были рассмотрены две модели плотности ядерных уровней, а именно GSM (первая строка) и комбинаторная ХФБ модели (вторая строка). Видно, что в случае КПВБ использование комбинаторной ХФБ модели увеличивает значения множественности в правильном направлении, но не значительно. По сравнению с КМХФ, учет связи с фонами уменьшает величину множественности. Так как спектр гамма-квантов

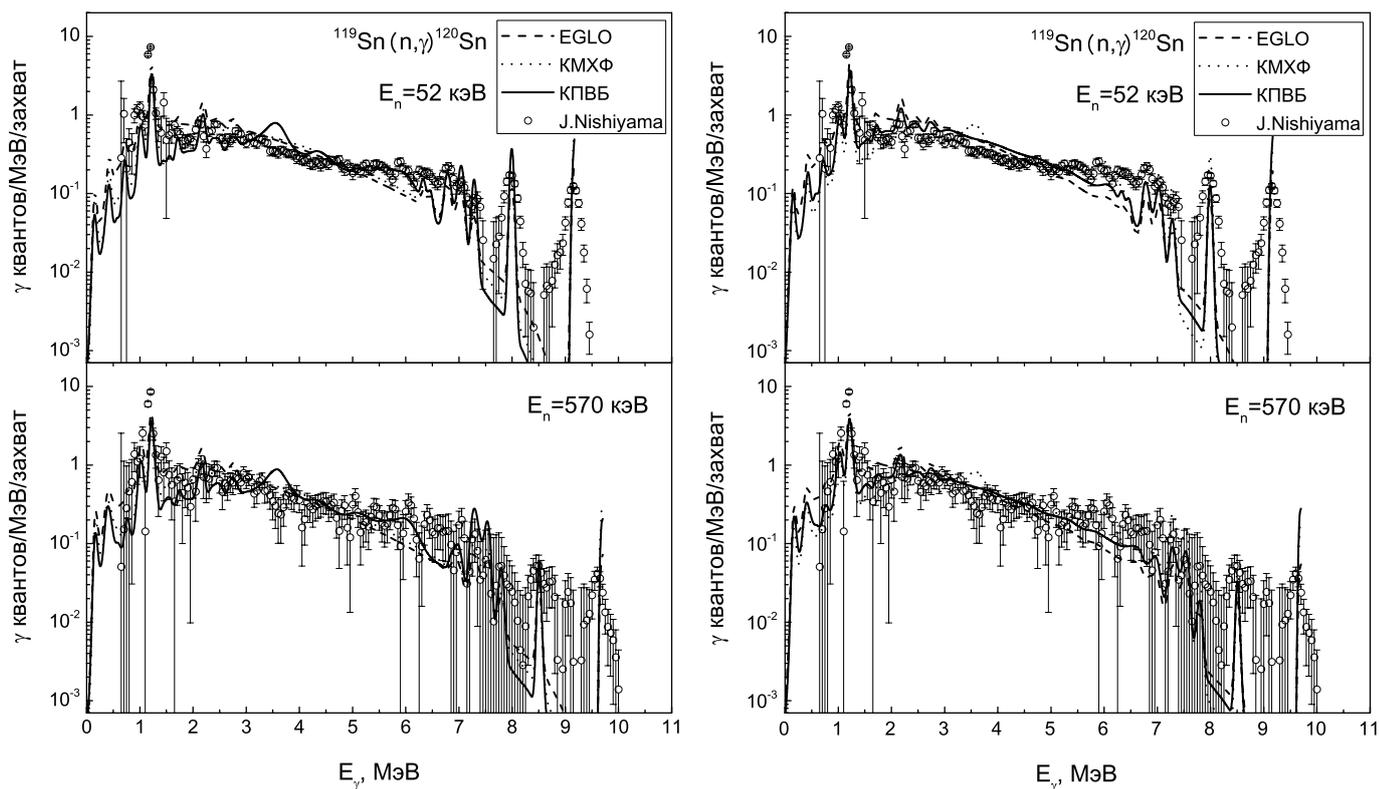


Рисунок 4.10 — То же, что и на Рисунке 4.9, но для ^{119}Sn . Средние энергии нейтронов 52 кэВ (верхние панели) и 570 кэВ (нижние панели). Эксперимент взят из [128]

и множественность сильно зависит от структуры возбужденных состояний составного ядра, то для более точного описания этих характеристик необходимо дальше развивать как теоретическое описание РСФ и ПЯУ, так и теорию ядерных реакций.

Также выполнены расчеты захватных спектров гамма-квантов для нестабильного ^{69}Ni для энергии нейтронов 100 кэВ (см. Рисунок 4.11). Расчеты выполнены с комбинаторной ХФБ моделью ПЯУ. Здесь можно увидеть большую разницу между результатами с нашими двумя микроскопическими и феноменологической EGLO моделями РСФ; это подтверждает необходимость использования микроскопического подхода для нестабильных ядер.

Таблица 4.1 — Множественности захватных γ -квантов (γ -квант/захват) для $^{117,119}\text{Sn}$, рассчитанные при $E_\gamma > 0.6$ МэВ. Для каждого из подходов (EGLO, КМХФ and КПВБ) были рассмотрены три модели плотности уровней: EGSM (первая строка), GSM (вторая строка) и комбинаторная ХФБ (третья строка)

Ядро	E_n	EGLO	КМХФ	КПВБ	Эксп. [128]
^{117}Sn	46 keV	3.95	3.52	3.24	3.45 (9)
		3.64	3.32	2.99	
		3.86	3.40	3.12	
	550 keV	4.25	3.82	3.58	3.80 (20)
		4.03	3.66	3.39	
		3.48	4.24	3.73	
^{119}Sn	52 keV	3.91	3.44	3.21	3.31 (16)
		3.57	3.23	2.96	
		3.74	3.28	3.03	
	570 keV	4.21	3.74	3.51	3.66 (19)
		3.96	3.55	3.26	
		4.11	3.59	3.33	

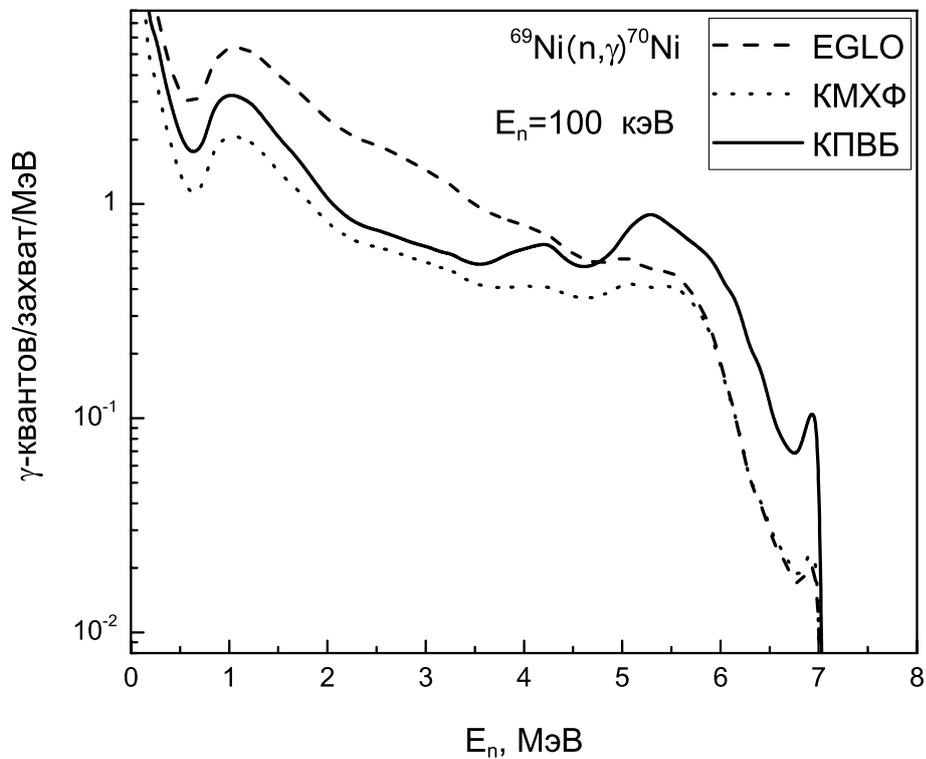


Рисунок 4.11 — Нейтронно-захватный спектр гамма-квантов для ^{69}Ni при $E_n = 100$ кэВ. Модель для плотности уровней — комбинаторная ХФБ.

4.3 Средние радиационные ширины

Для проверки РСФ в области ниже энергии отделения нейтрона предсказанное в рамках различных моделей, мы также рассмотрим средние радиационные ширины нейтронных резонансов Γ_γ , которое является важной характеристикой для описания γ -распада из высокоэнергетических состояний ядра. Эта величина используется для расчетов ядерных реакций, в частности, для нормализации РСФ при энергии отделения нейтронов. В случае налетающих s -нейтронов и в предположении, что РСФ для E1 вносит основной вклад в рассматриваемые процессы, то данная величина определяется [37]:

$$\Gamma_\gamma = D_0 \sum_{I=|J-1|}^{J+1} \int_0^{S_n} \epsilon_\gamma^3 f_{E1}(\epsilon_\gamma) \rho(S_n - \epsilon_\gamma, I) d\epsilon_\gamma, \quad (4.1)$$

где ρ это плотность уровней ядра и J спин начального состояния составного ядра. Расширенную компиляцию экспериментальных данных для Γ_γ можно найти в работах [32; 34; 38]. Так как M1-резонанс находится в той же области энергий, что и ПДР, и в связи с новыми экспериментальными данными, полученными “методом Осло”, то в последние годы усилился интерес к этому резонансу. Актуальным вопросам изучения роли M1-резонанса в связи с теорией ядерных данных посвящено большое количество работ, например в [130], где, в частности, было показано, что использование значения ширины M1-резонанса 4 МэВ, принятое в RIPL-2, является неверным.

Стоит отметить ряд работ по анализу средних радиационных ширин. В работе [131] была предложена новая систематика, опирающаяся на описание силовой функции для E1 в виде лоренцевой кривой и одночастичной модели для M1 силовой функции. Согласно выводам этой работы для средних ядер ($A \sim 70 - 120$) вклады E1 и M1 в среднюю радиационную ширину примерно одинаковы. В работе [132] была представлена феноменологическая модель для описания E1 силовых функций в деформированных ядрах на основе модели ферми-жидкости и с использованием этой новой модели были рассчитаны средние радиационные ширины для нескольких деформированных ядер. В работе Родина и Урина [133] был предложен полумикроскопический подход для описания E1 и M1 силовых функций. Данный подход заключался в использова-

нии метода хаотических фаз для описания $1p1h$ -конфигураций и феноменологическом описании связи $1p1h$ -конфигураций с многочастичными с введением подгоночного параметра для каждого ядра на основе информации о средней радиационной ширине.

4.3.1 Полумагические изотопы Sn и Ni

Рассчитаны значения Γ_γ для 7 полумагических изотопов Sn и 5 полумагических изотопов Ni с помощью кода EMPIRE [31] для 3 различных моделей РСФ, а именно феноменологический EGLO и микроскопических КМХФ и КПВБ, вместе с различными описаниями плотности ядерных уровней, а именно GSM [32] и микроскопической комбинаторной ХФБ модели [125], см. Таблицы 4.2 и 4.3. Предсказания сравниваются с экспериментальными данными [38], если таковые имеются, и с существующими систематиками [32; 34]. Как видно в Таблицах 4.2 и 4.3, вклад эффектов связи с фононами в стабильных ядрах заметно улучшает согласие с систематикой, особенно в сравнении с КМХФ. За исключением ^{122}Sn и ^{124}Sn , где увеличение ограничено, связь с фононами приводит к увеличению значения Γ_γ примерно от 50 до 200 %.

Результаты Γ_γ для ^{118}Sn , ^{120}Sn , ^{60}Ni и ^{62}Ni , для которых имеются экспериментальные данные (не систематика), представляют особый интерес. На основе КПВБ и микроскопической комбинаторной ХФБ модели ПЯУ [125] получено хорошее согласие с экспериментом для ^{60}Ni , ^{62}Ni , и разумное для ^{118}Sn и ^{120}Sn . Отметим, что вклад M1 в соответствии с рекомендацией из [32] учитывается при расчете Γ_γ . Вклад M1 резонанса в Γ_γ был оценен в Таблице 4.2, 4.3 с использованием стандартной лоренцевской параметризации [32] с шириной $\Gamma = 4$ МэВ [24] (такое значение ширины Γ вызывает вопросы, как обсуждалось в работе [130]). Обнаружено, что этот вклад составляет порядка (10–12) % от значений в первой строке Таблиц 4.2, 4.3 для изотопов Sn и 4, 3, 22 и 16 % для ^{58}Ni , ^{62}Ni , ^{68}Ni и ^{72}Ni , соответственно. На наш взгляд, вопрос о вкладе M1 в Γ_γ требует дополнительного рассмотрения.

Согласие значений Γ_γ с экспериментом ухудшается если используются EGLO или КМХФ, а также GSM в качестве модели плотности ядерных уровней.

Таблица 4.2 — Средние радиационные ширины Γ_γ (мэВ) s-нейтронов для полумагических изотопов Sn . Для каждого из подходов (EGLO, КМХФ и КПВБ) были рассмотрены две модели плотности ядерных уровней: феноменологическая GSM (первая строка) и микроскопическая комбинаторная ХФБ (вторая строка)

	^{110}Sn	^{112}Sn	^{116}Sn	^{118}Sn	^{120}Sn	^{122}Sn	^{124}Sn
EGLO	147.4	105.5	72.9	46.6	55.0	56.6	49.9
	207.9	160.3	108.9	106.7	124.3	110.2	128.7
КМХФ	45.6	34.4	30.4	22.1	23.8	27.9	22.3
	71.0	49.7	44.3	40.3	43.0	50.1	68.9
КПВБ	93.5	65.7	46.8	33.1	34.1	35.8	27.9
	119.9	87.0	58.4	58.1	61.5	64.0	84.8
Эксп. [38] [32]	—	—	—	117 (20)	100 (16)	—	—
	—	—	—	80 (20)	—	—	—
M1	13.0	9.6	8.9	6.1	6.6	7.3	4.9
	29.1	18.1	18.5	13.2	13.4	13.1	15.5
Систем.	112	109	107	106	105	104	103

Таблица 4.3 — То же, что и в Таблице 4.2, но для полумагических изотопов Ni

	^{58}Ni	^{60}Ni	^{62}Ni	^{68}Ni	^{72}Ni
EGLO	1096	474	794	166	134
	2017	1882	1841	982.2	86.4
КМХФ	358	594	623	75.4	83.8
	450.8	1646	490.9	406.4	46.7
КПВБ	1141	971	1370	392	154
	1264	2800	2117	2330	53.8
Эксп. [38] [32]	—	2200 (700)	2000 (300)	—	—
	—	—	2200 (700)	—	—
M1	46.1	32	23.2	36.0	49.6
	17.0	52	31.8	81.6	27.5
Систем.	2650	1900	1300	420	320

Можно также заметить, что для стабильных ядер, результаты комбинаторной ХФБ модели находятся в лучшем согласии с систематикой [34], чем полученные с помощью модели GSM. Аналогичные выводы можно сделать и для модели EGLO.

4.3.2 Дважды-магические ядра

К сожалению, для рассматриваемых дважды-магических ядер экспериментальных данных очень мало. Однако, для ядра ^{208}Pb с помощью программного комплекса EMPIRE было получено разумное согласие для средней радиационной ширины (см. Таблицу 4.4) с систематическими значениями [31; 38] только для EGSM и комбинаторной ХФБ моделей плотности ядерных уровней. Для средней ширины резонанса s-волны D_0 для ^{208}Pb было получено, что $D_0(\text{GSM}) = 0.00441$ кэВ, $D_0(\text{EGSM}) = 32.0$ кэВ, $D_0(\text{HFV}) = 37.6$ кэВ, в то время как $D_0(\text{exp}) = 30$ (8) кэВ. В последней колонке Таблицы 4.4 показан вклад М1-резонанса [32] в величину Γ_γ . Как и для полумагических изотопов Sn и Ni вклад оказался достаточно мал.

Таблица 4.4 — Средние радиационные ширины Γ_γ (мэВ) s-нейтронов для дважды магических ядер ^{208}Pb , ^{132}Sn и ^{56}Ni . Для каждого из подходов (EGLO, КМХФ и КПВБ) были рассмотрены три модели плотности ядерных уровней: EGSM (первая строка), GSM (вторая строка) и комбинаторная ХФБ (третья строка)

Ядро	модель ПЯУ	EGLO	RPA	TBA	Систем. [31; 38]	Вклад М1
^{208}Pb	GSM	10.56	4.44	4.61	5070 3770	0.79
	EGSM	6292	2562	2109		6.56
	комб. ХФБ	2734	2973	2448		5.25
^{132}Sn	GSM	398	133	148	—	40.9
	EGSM	7340	4675	5186	—	515.3
	комб. ХФБ	4444	4279	4259	—	340.7
^{56}Ni	GSM	2279	270	656	2800	73.0
	EGSM	8073	1790	4160		201.7
	комб. ХФБ	3132	647	1794		128.1

4.4 Выводы

В данной главе были представлены результаты расчетов радиационных характеристик ядерных реакций. С помощью РСФ, описанных в Главе 3 в рамках самосогласованных подходов КМХФ и КПВБ, в современном программном комплексе EMPIRE с использованием различных моделей плотности ядерных уровней были рассчитаны:

- Сечения радиационного захвата нейтрона
- Соответствующие нейтронно-захватные спектры гамма-квантов и множественности
- Средние радиационные ширины.

Было показано на примере реакций $^{115}\text{Sn}(n, \gamma)^{116}\text{Sn}$, $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)^{118}\text{Sn}$ и $^{119}\text{Sn}(n, \gamma)^{120}\text{Sn}$ согласие с экспериментальными данными по сечениям радиационного захвата при использовании микроскопических подходов для РСФ достигается только с помощью учета связи с фононами. Для величины средней радиационной ширины Γ_γ учет связи с фононами приводит к увеличению на 50–200 % и при этом значение всегда меняется в сторону лучшего согласия с экспериментальным или систематическим значением.

В дважды-магических ядрах ^{56}Ni , ^{132}Sn и ^{208}Pb вклад эффектов связи с фононами в величины средней радиационной ширины и сечения радиационного захвата нейтронов (особенно при малых энергиях налетающего нейтрона) не так заметен как в ядрах со спариванием. Это объясняется тем, что дополнительные структуры, вызванные учетом связи с фононами, лежат выше энергии отделения нейтрона. Также было обнаружено большое расхождение между результатами, полученными с использованием GSM модели ПЯУ, и результатами для двух других моделей ПЯУ (феноменологическая EGSM и микроскопическая комбинаторная ХФБ модель). Но расхождение между различными моделями РСФ (феноменологическая EGLO и микроскопические КМХФ и КПВБ) заметно меньше для одной и той же модели плотности ядерных уровней. Результаты данной Главы подтверждают необходимость учета связи с фононами как для дважды-магических ядер, так и для ядер со спариванием.

Заключение

1. В рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем с использованием одночастичного базиса, полученного на основе метода энергетического функционала плотности Фаянса, рассчитаны магнитные моменты для 93 нечетных околوماгических и полумагических сферических ядер в основном состоянии. Для 82 нечетных ядер, у которых измерены магнитные моменты, были воспроизведены экспериментальные значения с достаточно хорошей точностью $0.1-0.2 \mu_N$, для остальных 11 ядер, для которых отсутствуют экспериментальные данные, мы предсказываем значения магнитного момента.
2. Предложен и использован феноменологический метод расчета магнитных моментов нечетно-нечетных ядер. Он основан на приближении отсутствия взаимодействия между нечетными квазичастицами и на использовании экспериментальных значений магнитных моментов соответствующих нечетных ядер. Получена простая формула для магнитных моментов нечетно-нечетных ядер. Хорошее согласие феноменологического подхода с экспериментальными данными для 35 ядер подтвердило правильность указанного приближения.
3. Впервые в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем рассчитаны и предсказаны магнитные моменты для 14 нечетно-нечетных околوماгических ядер и для 32 нечетно-нечетных полумагических ядер, как в основном, так и в возбужденных состояниях. Получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными.
4. С учетом связи с фононами выполнен анализ радиационных силовых функций 13 сферических четно-четных ядер со спариванием (7 изотопов олова и 6 изотопов никеля) и 3 сферических четно-четных дваждымагических ядра (^{56}Ni , ^{132}Sn , ^{208}Pb). При этом использовались самосогласованные методы КМХФ и ОТКФС(КПВБ) для единообразных расчетов среднего поля и эффективного взаимодействия с известными силами Скирма.
5. В рамках самосогласованной ОТКФС(КПВБ) показано, что учет эффектов связи с фононами дает дополнительные по сравнению КМХФ

- структуры в РСФ и позволяет значительно лучше описать экспериментальные данные в области пигми-дипольного резонанса, чем при использовании КМХФ. Тем самым подтверждая известные результаты несамосогласованной КФМ для сечений фотопоглощения.
6. В рамках полностью самосогласованного континуумного ПВБ впервые выполнен расчет РСФ для ^{208}Pb и его результаты показали лучшее, по сравнению с ранее использованными подходами, согласие с экспериментом.
 7. Впервые показана необходимость учета эффектов связи с фононами во многих магических и полумагических ядрах при описании радиационных характеристик ядерных реакций: сечений радиационного захвата нейтронов, соответствующих нейтронно-захватных спектров гамма-квантов и средних радиационных ширин.
 8. Предсказаны радиационные силовые функции для ^{60}Ni и для нейтронно-избыточных $^{70,72}\text{Ni}$, для которых в данный момент проводятся измерения в области пигми-дипольного резонанса. Также результаты для ядра ^{70}Ni в области ПДР подтверждены новейшими экспериментальными данными группы из Осло.

В заключение, хочу выразить глубокую благодарность моим научным руководителям С. П. Камерджиеву и А. В. Авдеенкову за постановку ряда задач, решенных в диссертационной работе, полезные советы и обсуждение результатов работ.

Я благодарен Э. Е. Саперштейну, С. В. Толоконникову, В. И. Целяеву, Д. А. Войтенкову за конструктивные обсуждения и помощь в работе.

Список сокращений и условных обозначений

ЭФП	Энергетический функционал плотности
ТКФС	Теория конечных ферми систем
ПДР	Пигми-дипольный резонанс
РСФ	Радиационная силовая функция
ГДР	Гигантский дипольный резонанс
МХФ	Метод хаотических фаз
КМХФ	Квазичастичный метод хаотических фаз
ОТКФС	Обобщенная теория конечных ферми-систем
ПВБ	Приближение временной блокировки
КПВБ	Квазичастичное приближение временной блокировки
ХФБ	метод Хартри–Фок–Боголюбова
КФМ	Квазичастично-фононная модель
EGLO	enhanced generalized lorentzian, улучшенный обобщенный лоренциан
ПЯУ	Плотность ядерных уровней
EGSM	enhanced generalized superfluid model, улучшенная обобщенная сверхтекучая модель
GSM	generalized superfluid model, обобщенная сверхтекучая модель

Список литературы

1. *Bohr O., Mottelson B. R.* Nuclear structure. Vol. 1. — Singapore : World Scientific, 1998. — 471 p.
2. *Мигдал А. Б.* Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. — Москва : Наука, 1983. — 432 с.
3. *Migdal A., Larkin A.* Phenomenological approach to the theory of the nucleus // Nucl. Phys. — 1964. — Т. 51. — С. 561.
4. *Stone N.* Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments // At. Data Nucl. Data Table. — 2005. — Vol. 90. — P. 75.
5. *Борзов И. Н., Саперштейн Э., Толоконников С.* Магнитные моменты сферических ядер: статус проблемы и нерешённые вопросы // Ядерная физика. — 2008. — Т. 71. — С. 493–516.
6. *Borzov I. N., Sapersteion E., et al.* Description of magnetic moments of long isotopic chains within the FFS theory // Eur. Phys. J. A. — 2010. — Vol. 45. — P. 159.
7. *Litvinova E., Ring P., et al.* Relativistic quasiparticle time blocking approximation. II. Pygmy dipole resonance in neutron-rich nuclei // Phys. Rev. C. — 2009. — Vol. 79. — P. 054312.
8. *Endres J., Litvinova E., et al.* Isospin character of the pygmy dipole resonance in ^{124}Sn // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 105. — P. 212503.
9. *Yüksel E., Khan E., Bozkurt K.* Analysis of the neutron and proton contributions to the pygmy dipole mode in doubly magic nuclei // Nucl. Phys. A. — 2012. — Vol. 877. — P. 35.
10. *Savran D., Aumann T., Zilges A.* Experimental studies of the pygmy dipole resonance // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2013. — Vol. 70. — P. 210.
11. *Goriely S., Khan E.* Large-scale QRPA calculation of E1-strength and its impact on the neutron capture cross section // Nucl. Phys. A. — 2002. — Vol. 706. — P. 217.

12. *Goriely S., Khan E., Samyn V.* Microscopic HFB + QRPA predictions of dipole strength for astrophysics applications // Nucl. Phys. A. — 2004. — Vol. 739. — P. 331.
13. *Achakovskiy O., Avdeenkov A., et al.* Impact of phonon coupling on the photon strength function // Phys. Rev. C. — 2015. — Vol. 91. — P. 034620.
14. *Камерджиев С.* Микроскопическая модель учета 2p2h-конфигураций в магических ядрах // Ядерная физика. — 1983. — Т. 38. — С. 316.
15. *Целяев В. И.* Учет сложных конфигураций в магических ядрах методом хронологического расщепления диаграмм // Ядерная физика. — 1989. — Т. 50. — С. 1252.
16. *Kamerdzhiev S. P.* Extended Theory of Finite Fermi Systems for magic and nonmagic nuclei // Phys. At. Nucl. — 2006. — Vol. 69. — P. 1110–1118.
17. *Brink D. M.* PhD thesis / Brink David M. — Oxford : University of Oxford, 1955.
18. *Axel P.* Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-Mev photon interactions // Phys. Rev. — 1962. — Vol. 126. — P. 671.
19. *Kamerdzhiev S., Speth J., Tertychny G.* Extended theory of finite Fermi systems: collective vibrations in closed shell nuclei // Phys. Rep. — 2004. — Vol. 393. — P. 1.
20. *Камерджиев С. П., Тertychnyy Г. Я., Целяев В. И.* Метод хронологического расщепления диаграмм и его применение к описанию гигантских резонансов в магических ядрах // ЭЧАЯ. — 1997. — Т. 28, № 2. — С. 333–390.
21. *Tselyaev V. I.* Quasiparticle time blocking approximation within the framework of generalized Green function formalism // Phys. Rev. C. — 2007. — Vol. 75. — P. 024306.
22. *Lyutorovich N., Tselyaev V., et al.* Isoscalar and isovector giant resonances in a self-consistent phonon coupling approach // Phys. Lett. B. — 2015. — Vol. 749. — P. 292–297.
23. *Paar N., Vretenar D., et al.* Exotic modes of excitation in atomic nuclei far from stability // Rep. Prog. Phys. — 2007. — Vol. 70. — P. 691.

24. *Bohr O., Mottelson B. R.* Nuclear structure. Vol. 2. — Singapore : World Scientific, 1998. — 748 p.
25. *Соловьев В. Г.* Теория сложных ядер. Квазичастицы и фононы. — Москва : Наука, 1989. — 304 с.
26. *Papakonstantinou P., Roth R.* Second random phase approximation and renormalized realistic interactions // Phys. Lett. B. — 2009. — Vol. 671. — P. 356.
27. *Papakonstantinou P., Roth R.* Large-scale second random-phase approximation calculations with finite-range interactions // Phys. Rev. C. — 2010. — Vol. 81. — P. 024317.
28. *Litvinova E., Ring P., Tselyaev V.* Particle-vibration coupling within covariant density functional theory // Phys. Rev. C. — 2007. — Vol. 75. — P. 064308.
29. *Litvinova E., Ring P., Tselyaev V.* Relativistic quasiparticle time blocking approximation: Dipole response of open-shell nuclei // Phys. Rev. C. — 2008. — Vol. 78. — P. 014312.
30. *Litvinova E., Ring P., Tselyaev V.* Relativistic two-phonon model for the low-energy nuclear response // Phys. Rev. C. — 2013. — Vol. 88. — P. 044320.
31. *Herman M., Capote R., et al.* EMPIRE: Nuclear reaction model code system for data evaluation // Nuclear Data Sheets. — 2007. — Vol. 108. — P. 2655.
32. *Belgys T., Bersillon O., et al.* Handbook for calculations of nuclear reaction data, RIPL-2. — Viena : IAEA, 2006. — 159 p.
33. *Repko A., Reinhard P.-G., et al.* Toroidal nature of the low-energy E1 mode // Phys. Rev. C. — 2013. — Vol. 87. — P. 024305-1–024305-6.
34. *Capote R., Herman M., et al.* RIPL – Reference Input Parameter Library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations // Nuclear Data Sheets. — 2009. — Vol. 110. — P. 3107–3214.
35. *Utsunomiya H., Goriely S., et al.* Photoneutron cross sections for $^{118-124}\text{Sn}$ and the γ -ray strength function method // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 84. — P. 055805.

36. *Toft H. K., Larsen A. C., et al.* Evolution of the pygmy dipole resonance in Sn isotopes // *Phys. Rev. C.* — 2011. — Vol. 83. — P. 044320.
37. *Беланова Т., Игнатюк А. В., и др.* Радиационный захват нейтронов. — Москва : Энергоатомиздат, 1986.
38. *Mughabghab S.* Atlas of neutron resonances. — Upton, USA : ELSEVIER, 2006.
39. *Fayans S. A., Tolokonnikov S. V., et al.* Nuclear isotope shifts within the local energy-density functional approach // *Nucl. Phys. A.* — 2000. — Vol. 676. — P. 49.
40. *Толоконников С. В., Саперштейн Э. Е.* Описание сверхтяжелых ядер с использованием модифицированного функционала энергии DF3 // *Ядерная физика.* — 2010. — Т. 70, № 10. — С. 1731—1746.
41. *Avdeenkov A., Goriely S., et al.* Self-consistent calculations of the strength function and radiative neutron capture cross section for stable and unstable tin isotopes // *Phys. Rev. C.* — 2011. — Vol. 83. — P. 064316.
42. *Fayans S. A., Trykov E. L., Zawischa D.* Influence of effective spin-orbit interaction on the collective states of nuclei // *Nucl. Phys. A.* — 1994. — Vol. 568. — P. 523.
43. *Tolokonnikov S. V., Kamerdzhiev S., et al.* Effects of density dependence of the effective pairing interaction on the first 2^+ excitations and quadrupole moments of odd nuclei // *Phys. Rev. C.* — 2011. — Vol. 84. — P. 064324.
44. *Bartholomew G. A.* Neutron capture gamma rays // *Annual Review of Nuclear Science.* — 1961. — Vol. 11. — P. 259–302.
45. *Lyutorovich N., Speth J., et al.* Self-consistent calculations within the Green's function method including particle-phonon coupling and the single-particle continuum // *Eur. Phys. J. A.* — 2008. — Vol. 37. — P. 381–386.
46. *Bertsch G. F., Bortignon P. F., Broglia R.* Damping of nuclear excitations // *Rev. Mod. Phys.* — 1983. — Vol. 55. — P. 287.

47. *Bennaceur K., Dobaczewski J.* Coordinate-space solution of the Skyrme–Hartree–Fock–Bogolyubov equations within spherical symmetry. The program HFBRAD (v1.00) // *Phys. Rep.* — 2005. — Vol. 168. — P. 96.
48. *Terasaki J., Engel J., et al.* Self-consistent description of multipole strength in exotic nuclei: Method // *Phys. Rev. C.* — 2005. — Vol. 71. — P. 034310.
49. *Khodel V., Saperstein E.* Finite Fermi systems theory and self-consistency relations // *Phys. Rep.* — 1982. — Vol. 92. — P. 183.
50. *Kamerdzhiev S., Liotta R. J., et al.* Continuum quasiparticle random-phase approximation description of isovector E1 giant resonances // *Phys. Rev. C.* — 1998. — Vol. 58, no. 1. — P. 172–178.
51. *Tselyaev V., Lyutorovich N., et al.* Application of an extended random-phase approximation to giant resonances in light-, medium-, and heavy-mass nuclei // *Phys. Rev. C.* — 2016. — Vol. 94. — P. 034306-1 – 034306-15.
52. *Young P., Arthur E., Chadwick M.* Comprehensive nuclear model calculations: Theory and use of the GNASH code // *Proc. of the IAEA Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors - Physics, Design, and Safety.* — 1996.
53. *Koning A., Rochman D.* Modern nuclear data evaluation with the TALYS code system // *Nuclear Data Sheets.* — 2012. — Vol. 113. — P. 2841–2934.
54. *Weisskopf J. M., Blatt V.* *Theoretical nuclear physics.* — New York : Springer-Verlag, 1979. — 875 p.
55. *Камерджиев С. П., Ачаковский О. И., и др.* Самосогласованные подходы в микроскопической теории ядра. Статические моменты нечетно-нечетных ядер // *Ядерная физика.* — 2014. — Т. 77, № 1. — С. 70–78.
56. *Achakovskiy O., Kamerdzhiev S., et al.* Magnetic moments of odd-odd spherical nuclei // *Eur. Phys. J. A.* — 2014. — Vol. 50, no. 6. — P. 1–10.

57. *Arima A., Horie H.* Configuration mixing and magnetic moments of nuclei // Prog. Theor. Phys. — 1954. — Vol. 11. — P. 504.
58. *Arima A., Horie H.* Configuration mixing and magnetic moments of odd nuclei // Prog. Theor. Phys. — 1954. — Vol. 12. — P. 623–641.
59. *Луфшиц Е. М., Путаевский Л.* Статистическая физика. Часть 2. Теория конденсированного состояния. — Москва : Физмалит, 2004. — 496 с.
60. *Edmonds A., Flowers B.* Studies in jj-Coupling. II. Fractional parentage coefficients and the central force energy matrix for equivalent particles // Proc. R. Soc. London, Ser. A. — 1952. — Vol. 214. — P. 515–530.
61. *Honma M., Otsuka T., et al.* New effective interaction for pf -shell nuclei and its implications for the stability of the $N = Z = 28$ closed core // Phys. Rev. C. — 2004. — Vol. 69. — P. 034335.
62. *Саперштейн Э. Е., Ходель В.* Об уравнениях для эффективного поля в сферической системе. Оболочка $1f_{7/2}^7$ // Ядерная физика. — 1966. — Т. 4. — С. 701.
63. *McCullen J., Bayman B., Zamick L.* Spectroscopy in the nuclear $1f_{7/2}$ shell // Phys. Rev. — 1964. — Vol. 134. — P. 515–538.
64. *Migdal A.* Pion fields in nuclear matter // Rev. Mod. Phys. — 1978. — Vol. 50. — P. 107.
65. *Migdal A., Saperstein E., et al.* Pion degrees of freedom in nuclear matter // Phys. Rep. — 1990. — Vol. 192. — P. 179.
66. *Shlomo S., Bertsch G.* Nuclear response in the continuum // Nucl. Phys. A. — 1975. — Vol. 243. — P. 507.
67. *Saperstein E., Tolokonnikov S., Fayans S.* Unknown // preprint KIAE-2571. — 1975. — Vol. 71. — P. 493.
68. *Platonov A., Saperstein E.* Response function of superfluid nuclei and low-lying quadrupole vibrations // Nucl. Phys. A. — 1988. — Vol. 486. — P. 63.
69. *Dmitriev V. F., Telicic V. B.* The influence of the spin-orbit quasiparticle interaction on the magnetic properties of nuclei // Nucl. Phys. A. — 1983. — Vol. 402. — P. 581–595.

70. *Борзов И., Толоконников С., Фаянс С.* Зависящее от спинов эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие в ядрах // Ядерная физика. — 1984. — Т. 40. — С. 1151.
71. *Зверев М., Саперштейн Э.* Описание сверхтекучих атомных ядер в квазичастичном лагранжевом подходе // Ядерная физика. — 1984. — Т. 39. — С. 1390.
72. *Khodel V., Saperstein E., Zverev M.* Effects of mass operator energy dependence in atomic nuclei: Quasiparticle lagrangian versus quasiparticle hamiltonian // Nucl. Phys. A. — 1987. — Vol. 465. — P. 397–412.
73. *Kohn W., Sham L. J.* Self-consistent equations including exchange and correlation effects // Phys. Rev. A. — 1965. — Vol. 140. — P. 1133.
74. *Смирнов А., Толоконников С., Фаянс С.* Метод энергетического функционала со спариванием в координатном представлении // Ядерная физика. — 1988. — Т. 48. — С. 1661.
75. *Reinhard P.-G.* The relativistic mean-field description of nuclei and nuclear dynamics // Rep. Prog. Phys. — 1989. — Vol. 52, no. 4. — P. 439–514.
76. *Ring P.* Relativistic mean field theory in finite nuclei // Prog. Part. Nucl. Phys. — 1996. — Vol. 37. — P. 193.
77. *Vretenar D., Afanasjev A., et al.* Relativistic Hartree–Bogoliubov theory: static and dynamic aspects of exotic nuclear structure // Phys. Rep. — 2005. — Vol. 409. — P. 101.
78. *Meng J., Toki H., et al.* Relativistic continuum Hartree–Bogoliubov theory for ground state properties of exotic nuclei // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2006. — Vol. 57. — P. 470.
79. *Miller L. D.* Relativistic single-particle potentials for nuclei // Ann. Phys. — 1975. — Vol. 91, no. 1. — P. 40–57.
80. *Serot B. D.* Elastic electron-nucleus scattering in a relativistic theory of nuclear structure // Phys. Lett. B. — 1981. — Vol. 107. — P. 263–268.
81. *McNeil J. A., Amado R. D., et al.* Resolution of the magnetic moment problem in relativistic theories // Phys. Rev. C. — 1986. — Vol. 34. — P. 746.

82. *Serot B. D.* Quantum hadrodynamics // Rep. Prog. Phys. — 1992. — Vol. 55. — P. 1855.
83. *Morse T. M., Price C. E., Shepard J. R.* Meson exchange current corrections to magnetic moments in quantum hadro-dynamics // Phys. Lett. B. — 1990. — Vol. 251. — P. 241.
84. *Li J., Yao J., et al.* One-pion exchange current corrections for nuclear magnetic moments in relativistic mean field theory // Prog. Theor. Phys. — 2011. — Vol. 125. — P. 1185.
85. *Li J., Wei J. X., et al.* Relativistic description of magnetic moments in nuclei with doubly closed shells plus or minus one nucleon // Phys. Rev. C. — 2013. — Vol. 88. — P. 064307.
86. *Isakov V. I., Erokhina K. I., et al.* Isomeric and two-quasiparticle states in the neutron-excess odd-odd nucleus ^{134}Sb // Phys. Atom. Nucl. — 2007. — Vol. 70. — P. 818–826.
87. *Tolokonnikov S. V., Kamerdzhiev S., et al.* Quadrupole moments of spherical semi-magic nuclei within the self-consistent Theory of Finite Fermi Systems // Eur. Phys. J. A. — 2012. — Vol. 48. — P. 70.
88. ENSDF database. — URL: <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/> (дата обр. 01.02.2018).
89. *Saperstein E. E., Achakovskiy O. I., et al.* Phonon coupling effects in magnetic moments of magic and semimagic nuclei // Phys. At. Nucl. — 2014. — Vol. 77, no. 8. — P. 1089–1112.
90. *Saperstein E. E., Kamerdzhiev S., et al.* A model for phonon coupling contributions to electromagnetic moments of odd spherical nuclei // Eur. Phys. Lett. A. — 2013. — Vol. 103, no. 4. — P. 42001.
91. *Камердэжиев С. П., Авдеенков А. В., Ачаковский О. И.* О некоторых проблемах описания и использования радиационных силовых функций // Ядерная физика. — 2014. — Т. 77, № 10. — С. 1367–1375.
92. *Achakovskiy O., Avdeenkov A., et al.* Microscopic nature of the photon strength function: stable and unstable Ni and Sn isotopes // EPJ Web of Conferences. — 2015. — Vol. 93. — P. 01034.

93. *Achakovskiy O., Avdeenkov A., Kamerdzhiev S.* On the microscopic nature of the photon strength function // Proceedings of the International Seminar on Interaction of Nuclei with Nucleons. — 2014. — P. 213.
94. *Achakovskiy O., Avdeenkov A., et al.* Impact of phonon coupling on the gamma-ray spectra // Proceedings of the International Seminar on Interaction of Nuclei with Nucleons. — 2014. — P. 207.
95. *Ачаковский О. И., Камердзжиев С. П., Целяев В. И.* Радиационная силовая функция и пигми-дипольный резонанс в ^{208}Pb и ^{70}Ni // Письма в ЖЭТФ. — 2016. — Т. 104, № 6. — С. 387–392.
96. *Achakovskiy O., Kamerdzhiev S.* Self-consistent calculations of radiative nuclear reaction characteristics for ^{56}Ni , ^{132}Sn , ^{208}Pb // EPJ Web of Conferences. — 2016. — Vol. 146. — P. 05003.
97. *Soloviev V. G., Voronov C. S., V. V.* The influence of the giant dipole resonance on radiative strength functions in spherical nuclei // Nucl. Phys. A. — 1978. — Vol. 304. — P. 503.
98. *Colo G., Bortignon P. F.* QRPA plus phonon coupling model and the photoabsorption cross section for $^{18,20,22}\text{O}$ // Nucl. Phys. A. — 2001. — Vol. 696. — P. 427.
99. *Bertulani C. A., Ponomarev V. Y.* Microscopic studies on two-phonon giant resonances // Phys. Rep. — 1999. — Vol. 321. — P. 139–251.
100. *Воронов В. В., Соловьев В. Г., Стоянов Ч.* Вычисление E1-радиационных силовых функций в полумагических ядрах // Письма в ЖЭТФ. — 1977. — Т. 25. — С. 459–462.
101. *Lepretre A., Beil H., et al.* A study of the giant dipole resonance of vibrational nuclei in the $103 \leq A \leq 133$ mass region // Nucl. Phys. A. — 1974. — Vol. 219. — P. 39–60.
102. *Fultz S. C., Berman B. L., et al.* Photoneutron cross sections for Sn^{116} , Sn^{117} , Sn^{118} , Sn^{119} , Sn^{120} , Sn^{124} , and indium // Phys. Rev. — 1969. — Vol. 186. — P. 1255–1270.
103. *Varlamov V. V., Stepanov M. E., Chesnokov V. V.* New data on photoabsorption reaction cross sections // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2003. — Vol. 67. — P. 724–731.

104. *Fultz S. C., Alvarez R. A., et al.* Photoneutron cross sections of ^{58}Ni and ^{60}Ni // Phys. Rev. C. — 1974. — Vol. 10. — P. 608–619.
105. *Toft H. K., Larsen A. C., et al.* U. A. Level densities and γ -ray strength functions in Sn isotopes // Phys. Rev. C. — 2010. — Vol. 81. — P. 064311.
106. *Toft H. K., Larsen A. C., et al.* A. B. Evolution of the pygmy dipole resonance in Sn isotopes // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 83. — P. 044320.
107. *Wieland O., Bracco A., et al.* Search for the pygmy dipole resonance in ^{68}Ni at 600 MeV=nucleon // Phys. Rev. Lett., — 2009. — Vol. 102. — P. 092502.
108. *Liddick S. N., Spyrou A., et al.* Experimental neutron capture rate constraint far from stability // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Vol. 116. — P. 242502.
109. *Guttormsen M., Chankova R., et al.* Radiative strength functions in $^{93-98}\text{Mo}$ // Phys. Rev. C. — 2005. — Vol. 71. — P. 044307.
110. *Litvinova E., Belov N.* Low-energy limit of the radiative dipole strength in nuclei // Phys. Rev. C. — 2013. — Vol. 88. — 031302(R).
111. *Schwengner R., Frauendorf S., Larsen A. C.* Low-energy enhancement of magnetic dipole radiation // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 111. — P. 232504-1 –232504-5.
112. *Litvinova E., Ring P., Tselyaev V.* Mode coupling and the pygmy dipole resonance in a relativistic two-phonon model // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 105. — P. 022502.
113. *Adrich P., Klimkiewicz A., et al.* Evidence for pygmy and giant dipole resonances in ^{130}Sn and ^{132}Sn // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 95. — P. 132501-1 –132501-4.
114. *Syed N., Guttormsen M., et al.* Level density and γ -decay properties of closed shell Pb nuclei // Phys. Rev. C. — 2009. — Vol. 79. — P. 024316-1 –024316-14.
115. *Bassauer S., Neumann-Cosel P. von, Tamii A.* γ strength function and level density of ^{208}Pb from forward-angle proton scattering at 295 MeV // Phys. Rev. C. — 2016. — Vol. 94. — P. 054313-1 –054313-7.

116. *Lyutorovich N., Tselyaev V. I., et al.* Self-consistent calculations of the electric giant dipole resonances in light and heavy nuclei // *Phys. Rev. C.* — 2012. — Vol. 109. — P. 092502.
117. *Achakovskiy O., Kamerdzhiev S., et al.* Microscopic calculations of the characteristics of radiative nuclear reactions for double-magic nuclei // *EPJ Web of Conferences.* — 2016. — Vol. 107. — P. 05005.
118. *Ryezayeva N., Hartmann T., et al.* Nature of Low-Energy Dipole Strength in Nuclei: The Case of a Resonance at Particle Threshold in ^{208}Pb // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89. — P. 27.
119. *Tamii A., Neumann-Cosel P. von, Poltoratska I.* Electric dipole response of ^{208}Pb from proton inelastic scattering: Constraints on neutron skin thickness and symmetry energy // *Eur.Phys.J. A.* — 2014. — Vol. 50. — P. 28.
120. *Krumbholz A., Neumann-Cosel P. von, et al.* Low-energy electric dipole response in ^{120}Sn // *Phys. Lett. B.* — 2015. — Vol. 744. — P. 7–12.
121. *Камерджиев С. П., Ачаковский О. И., Авдеенков А. В.* Микроскопическая природа радиационной силовой функции: структуры, связь с фононами // *Письма в ЖЭТФ.* — 2015. — Т. 101, № 11. — С. 819–826.
122. *Achakovskiy O., Avdeenkov A., Kamerdzhiev S.* Impact of phonon coupling on the radiative nuclear reaction characteristics // *EPJ Web of Conferences.* — 2016. — Vol. 107. — P. 05002.
123. *Kamerdzhiev S. P., Achakovskiy O. I., et al.* On microscopic theory of radiative nuclear reaction characteristics // *Phys. Atom. Nucl.* — 2016. — Vol. 79, no. 4. — P. 567–580.
124. *Litvinova E., Loens H., et al.* Low-lying dipole response in the relativistic quasiparticle time blocking approximation and its influence on neutron capture cross sections // *Nucl. Phys. A.* — 2009. — Vol. 823. — P. 26–37.
125. *Goriely S., Hilaire S., Koning A.* Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov plus combinatorial method // *Phys. Rev. C.* — 2008. — Vol. 78. — P. 064307.
126. *Wisshak K., Voss F., et al.* Stellar neutron capture cross sections of the tin isotopes // *Phys. Rev. C.* — 1996. — Vol. 54. — P. 1451–1463.

127. *Timokhov V., Bokhovko M., et al.* Average cross-sections for neutron radiation capture, transmission and average resonance parameters for tin isotopes // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1989. — Т. 50. — С. 375.
128. *Nishiyama J., Igashira M., et al.* Nature of low-energy dipole strength in nuclei: The case of a resonance at particle threshold in ^{208}Pb // *J. Nucl. Sci. Technol.* — 2008. — Vol. 45. — P. 352.
129. *Macklin R., Inada T., Gibbons J.* Quantitative tests of s-process in stellar nucleosynthesis for solar system materia // *Washington AEC Office Reports.* — 1962. — No. 1041. — P. 609.
130. *Камерджиев С. П., Ковалев С.* Фотоядерные данные и современная физика гигантских резонансов // *Ядерная физика.* — 2006. — Т. 69, № 3. — С. 442—455.
131. *Ломаченков И. А., Фурман В. И.* Новые формулы для систематики полных радиационных ширин нейтронных резонансов: препринт Р4-87-746. — 1987. — 9 с.
132. *Mughabghab S. F., Dunford C. L.* A dipole–quadrupole interaction term in E1 photon transitions // *Phys. Lett. B.* — 2000. — Vol. 487. — P. 155–14.
133. *Родин В. А., Урин М. Г.* Описание радиационных и "слабых" силовых функций компаунд состояний ядер в рамках полумикроскопического подхода // *ЭЧАЯ.* — 2000. — Т. 31. — С. 975—1009.

Список рисунков

- 1.1 Диаграмма для эффективного магнитного поля $V(M1)$.
Соответствует уравнению 1.21 22
- 3.1 Радиационная силовая функция для изотопов Sn и Ni согласно моделям: КМХФ (точечная линия), ОТКФС (КПВБ) (сплошная линия), EGLO (штриховая линия), тонкая сплошная линия — M1 резонанс. Экспериментальные данные взяты из работ [36; 105–108] 68
- 3.2 То же, что и на Рисунке 3.1, но для изотопа ^{72}Ni 69
- 3.3 Радиационная силовая функция для ядра ^{56}Ni согласно моделям: МХФ (точечная линия), ПВБ (сплошная линия), EGLO (штриховая линия) 71
- 3.4 То же, что и на Рисунке 3.3, но для ^{132}Sn . Экспериментальные данные взяты из [113] 72
- 3.5 Радиационная силовая функция для ядра ^{208}Pb согласно моделям: континуумный МХФ (точечная линия), континуумное ПВБ (сплошная линия), EGLO (штриховая линия).
Экспериментальные данные взяты из [103; 114; 115] 73
- 3.6 Сравнение экспериментальных данных в реакциях $(^3\text{He}, ^3\text{He}'\gamma)$, (γ, γ') и (p, p') . Эксперимент: точки [114; 117] — результаты группы Осло, крестики [115]. Результаты (γ, γ') показаны с параметрами усреднения 50, 100, 200 кэВ 74
- 4.1 Сечения радиационного захвата нейтронов в реакции $^{115}\text{Sn}(n, \gamma)^{116}\text{Sn}$. Полоса неопределенности вызвана применением разных моделей плотности ядерных уровней.
Экспериментальные данные [126; 127] 78
- 4.2 То же, что и на Рисунке 4.1, но для реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)^{118}\text{Sn}$.
Экспериментальные данные [126–128] 78
- 4.3 То же, что и на Рисунке 4.1, но для реакции $^{119}\text{Sn}(n, \gamma)^{120}\text{Sn}$.
Экспериментальные данные [127–129] 79

- 4.4 Сечения радиационного захвата нейтронов в реакции $^{61}\text{Ni}(n,\gamma)^{62}\text{Ni}$. Черная сплошная линия — оценка сечения с помощью EGLO и комбинаторной ХФБ модели 79
- 4.5 То же, что и на Рисунке 4.4, но для реакции $^{69}\text{Ni}(n,\gamma)^{70}\text{Ni}$ 80
- 4.6 Сечение реакции $^{55}\text{Ni}(n,\gamma)^{56}\text{Ni}$, которые были рассчитаны на основе моделей РСФ: EGLO (штриховая линия), МХФ (точечная линия) и ПВБ (сплошная линия). Красные кривые относятся к GSM модели ПЯУ, синие — комбинаторная ХФБ, черные — EGSM 81
- 4.7 То же, что и на Рисунке 4.6, но для реакции $^{131}\text{Sn}(n,\gamma)^{132}\text{Sn}$ 81
- 4.8 То же, что и на Рисунке 4.6, но для реакции $^{207}\text{Pb}(n,\gamma)^{208}\text{Pb}$ 82
- 4.9 Нейтронно-захватный спектр γ -квантов для ^{117}Sn при средней энергии нейтронов 46 кэВ (верхние панели) и 550 кэВ (нижние панели). Левая панель — расчеты для GSM плотности ядерных уровней, правая панель — расчеты для комбинаторной ХФБ плотности ядерных уровней. Эксперимент взят из [128] 83
- 4.10 То же, что и на Рисунке 4.9, но для ^{119}Sn . Средние энергии нейтронов 52 кэВ (верхние панели) и 570 кэВ (нижние панели). Эксперимент взят из [128] 84
- 4.11 Нейтронно-захватный спектр гамма-квантов для ^{69}Ni при $E_n = 100$ кэВ. Модель для плотности уровней — комбинаторная ХФБ. 85

Список таблиц

1.1	Параметры ЭФП Фаянса DF3-а	20
2.1	Магнитные моменты (μ_N) нечетных ядер, соседних с дважды-магическими ядрами	46
2.2	Магнитные моменты (μ_N) нейтронно-нечетных околوماгических ядер. Звездочка означает возбужденное состояние	47
2.3	Магнитные моменты (μ_N) протонно-нечетных околوماгических ядер. Звездочка означает возбужденное состояние	48
2.4	Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных околوماгических ядер в основном состоянии. Во втором столбце указаны одночастичные конфигурации нечетных квазичастиц	53
2.5	Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных околوماгических ядер в возбужденных состояниях	53
2.6	Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных полумагических ядер в основном состоянии. Во втором столбце указаны одночастичные конфигурации нечетных квазичастиц	56
2.7	Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных полумагических ядер в возбужденном состоянии	58
2.8	Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных изотопов Tl и ${}_{27}^{58}Co_{31}$, ${}_{49}^{110}In_{61}$ и ${}_{51}^{124}Sb_{73}$, полученные при учете смешивания двух конфигураций (α — коэффициент смешивания)	60
2.9	Сравнение использованной модели с многочастичной моделью оболочек μ_{th1} и μ_{th2} для ядер с fp оболочкой [61]	61
3.1	Интегральные характеристики ГДР для изотопов Sn на интервале энергий 13–18 МэВ	66
3.2	Интегральные характеристики ГДР для изотопов Ni на интервале энергий 14–21 МэВ	67

- 4.1 Множественности захватных γ -квантов (γ -квант/захват) для $^{117,119}\text{Sn}$, рассчитанные при $E_\gamma > 0.6$ МэВ. Для каждого из подходов (EGLO, КМХФ and КПВБ) были рассмотрены три модели плотности уровней: EGSM (первая строка), GSM (вторая строка) и комбинаторная ХФБ (третья строка) 85
- 4.2 Средние радиационные ширины Γ_γ (мэВ) s -нейтронов для полумагических изотопов Sn . Для каждого из подходов (EGLO, КМХФ и КПВБ) были рассмотрены две модели плотности ядерных уровней: феноменологическая GSM (первая строка) и микроскопическая комбинаторная ХФБ (вторая строка) 88
- 4.3 То же, что и в Таблице 4.2, но для полумагических изотопов Ni . 88
- 4.4 Средние радиационные ширины Γ_γ (мэВ) s -нейтронов для дважды магических ядер ^{208}Pb , ^{132}Sn и ^{56}Ni . Для каждого из подходов (EGLO, КМХФ и КПВБ) были рассмотрены три модели плотности ядерных уровней: EGSM (первая строка), GSM (вторая строка) и комбинаторная ХФБ (третья строка) . . . 89

Приложение А

Обобщенный пропагатор A в квазичастичном приближении временной блокировки

Обобщенная теория конечных ферми-систем в квазичастичном приближении временной блокировки в сочетании с добавками 1.37 и 1.38 для массового оператора и амплитуды эффективного взаимодействия приводят к следующему выражению обобщенного пропагатора:

$$A_{12,34}(\omega) = \sum_{5678} [\delta_{15} \delta_{26} + Q_{12,56}^{(+)}(\omega)] A_{56,78}^{(-)}(\omega) [\delta_{73} \delta_{84} + Q_{78,34}^{(-)}(\omega)] + P_{12,34}^{(+)}(\omega), \quad (\text{A.1})$$

Для того чтобы найти $A_{12,34}(\omega)$ нужно решить только одно уравнение для $A_{12,34}^{(-)}(\omega)$:

$$A_{12,34}^{(-)}(\omega) = \tilde{A}_{12,34}(\omega) - \sum_{5678} \tilde{A}_{12,56}(\omega) \Phi_{56,78}(\omega) A_{78,34}^{(-)}(\omega), \quad (\text{A.2})$$

где $\tilde{A}_{12,34}(\omega)$ - это пропагатор в методе КМХФ, который имеет вид

$$\tilde{A}_{12,34}(\omega) = -\frac{\eta_1 \delta_{\eta_1, -\eta_2} \delta_{13} \delta_{24}}{\omega - E_{12}}, \quad E_{12} = E_1 - E_2 \quad (\text{A.3})$$

Для остальных величин получаем:

$$Q_{12,34}^{(+)}(\omega) = Q_{12,34}^{(+)\text{res}}(\omega) + \delta_{\eta_1, \eta_2} \delta_{\eta_3, -\eta_4} \left(\frac{\sum_{31}^{\text{GSC}}}{E_{31}} \delta_{24} - \delta_{31} \frac{\sum_{24}^{\text{GSC}}}{E_{24}} \right), \quad (\text{A.4})$$

$$Q_{12,34}^{(-)}(\omega) = Q_{12,34}^{(-)\text{res}}(\omega) - \delta_{\eta_1, -\eta_2} \delta_{\eta_3, \eta_4} \left(\frac{\sum_{31}^{\text{GSC}}}{E_{31}} \delta_{24} - \delta_{31} \frac{\sum_{24}^{\text{GSC}}}{E_{24}} \right), \quad (\text{A.5})$$

$$\Phi_{12,34}(\omega) = \Phi_{12,34}^{\text{res}}(\omega) + \bar{\Phi}_{12,34}^{\text{GSC}} + \Phi_{12,34}^{\text{GSC s.e.}}(\omega). \quad (\text{A.6})$$

В этих формулах “res” обозначает резонансные части амплитуд, величины $\bar{\Phi}^{\text{GSC}}$ и $\Phi^{\text{GSC s.e.}}(\omega)$ представляют вклад корреляций в основном состоянии. Они состо-

ят из статической части, появляющейся из-за взаимодействия ($\bar{\Phi}^{\text{GSC}}$), и части, появляющейся из-за учета ($\Phi^{\text{GSC s.e.}}$):

$$\bar{\Phi}_{12,34}^{\text{GSC}} = -\delta_{\eta_1, -\eta_2} \delta_{\eta_3, -\eta_4} \sum_{\eta, m} \left(\delta_{\eta, \eta_3} \rho_{13}^{m(\eta)} g_{24}^{m(\eta)*} + \delta_{\eta, \eta_4} g_{13}^{m(\eta)} \rho_{24}^{m(\eta)*} \right) \quad (\text{A.7})$$

$$\begin{aligned} \Phi_{12,34}^{\text{GSC s.e.}}(\omega) = \eta_1 \delta_{\eta_1, -\eta_2} \delta_{\eta_3, -\eta_4} \left(\Sigma_{31}^{\text{GSC}} (\delta_{24} + q_{24}) - (\delta_{31} + q_{31}) \Sigma_{24}^{\text{GSC}} \right. \\ \left. - (q_{31} \delta_{24} + \delta_{31} q_{24} + q_{31} q_{24}) \left[\omega - \frac{1}{2} (E_{12} + E_{34}) \right] \right), \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

где

$$\Sigma_{12}^{\text{GSC}} = \frac{1}{2} (1 + \delta_{\eta_1, -\eta_2}) \sum_{3, \eta, m} \eta \delta_{\eta, \eta_3} \left(\rho_{13}^{m(\eta)*} g_{23}^{m(\eta)} + g_{13}^{m(\eta)*} \rho_{23}^{m(\eta)} \right), \quad (\text{A.9})$$

$$q_{12} = \sum_{3, \eta, m} \delta_{\eta, \eta_3} \rho_{13}^{m(\eta)*} \rho_{23}^{m(\eta)}. \quad (\text{A.10})$$

Компонента $P^{(++)}(\omega)$ обобщенного пропагатора и резонансные части амплитуд, которые входят в уравнения (A.4)–(A.6), имеют следующий вид:

$$P_{12,34}^{(++)}(\omega) = \sum_{5678, \eta, m} \zeta_{12}^{m56(\eta)} \tilde{A}_{56,78}^{(\eta)}(\omega - \eta \omega_m) \zeta_{34}^{m78(\eta)*}, \quad (\text{A.11})$$

$$Q_{12,34}^{(+-)\text{res}}(\omega) = \sum_{5678, \eta, m} \zeta_{12}^{m56(\eta)} \tilde{A}_{56,78}^{(\eta)}(\omega - \eta \omega_m) \gamma_{34}^{m78(\eta)*}, \quad (\text{A.12})$$

$$Q_{12,34}^{(-+)\text{res}}(\omega) = \sum_{5678, \eta, m} \gamma_{12}^{m56(\eta)} \tilde{A}_{56,78}^{(\eta)}(\omega - \eta \omega_m) \zeta_{34}^{m78(\eta)*}, \quad (\text{A.13})$$

$$\Phi_{12,34}^{\text{res}}(\omega) = - \sum_{5678, \eta, m} \gamma_{12}^{m56(\eta)} \tilde{A}_{56,78}^{(\eta)}(\omega - \eta \omega_m) \gamma_{34}^{m78(\eta)*}, \quad (\text{A.14})$$

где

$$\gamma_{12}^{m56(\eta)} = \delta_{\eta, \eta_5} \delta_{\eta_1, -\eta_2} \delta_{\eta_5, -\eta_6} \left(\delta_{15} g_{62}^{m(\eta)} - g_{15}^{m(\eta)} \delta_{62} \right), \quad (\text{A.15})$$

$$\zeta_{12}^{m56(\eta)} = \delta_{\eta, \eta_5} \delta_{\eta_1, \eta_2} \delta_{\eta_5, -\eta_6} \left(\delta_{15} \rho_{62}^{m(\eta)} - \rho_{15}^{m(\eta)} \delta_{62} \right), \quad (\text{A.16})$$

$\tilde{A}^{(+)}(\omega)$ и $\tilde{A}^{(-)}(\omega)$ положительная и отрицательная часть пропагатора в КМХФ (см. уравнение A.3), т.е. : $\tilde{A}(\omega) = \tilde{A}^{(+)}(\omega) + \tilde{A}^{(-)}(\omega)$,

$$\tilde{A}_{12,34}^{(\eta)}(\omega) = -\frac{\eta \delta_{\eta,\eta_1} \delta_{\eta_1,-\eta_2} \delta_{13} \delta_{24}}{\omega - \eta \eta_1 E_{12}}. \quad (\text{A.17})$$

Обобщенный пропагатор $A(\omega)$, определяемое уравнением (A.1), и соответствующие уравнения включают вклады трех типов: (1) чистые $2q$ -конфигурации, связанные с пропагатором КМХФ $\tilde{A}(\omega)$, (2) конфигурации типа $2q \otimes$ фонон, введенные через величины \mathcal{U}^e и Σ^e , и (3) более сложные эффекты корреляции в основном состоянии и их комбинациями с упомянутыми конфигурациями.