

На правах рукописи

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»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидат физико-математических наук

Обнинск — 2018

Работа выполнена в Акционерном обществе «Государственный научный центр Российской Федерации – Физико-энергетический институт имени А.И. Лейпунского»

Научные руководители: **Камерджи́ев Серге́й Па́влович**
д. ф.-м. н., профессор, с. н. с. НИЦ «Курчатовский институт»

Авдеенков Александр Владимирович
к. ф.-м. н., заместитель генерального директора – руководитель Центра ответственности «Проектные коды», АО «ГНЦ РФ – ФЭИ»

Официальные оппоненты: **Нестеренко Валентин Олегович**,
д. ф.-м. н., профессор, в. н. с. Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований

Тулупов Борис Алексеевич,
к. ф.-м. н., с. н. с. Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова», Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына

Защита состоится « ____ » _____ 2018 г. в ____ часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.01 при Объединенном институте ядерных исследований (Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова), по адресу: г. Дубна, Московской области, ул. Жолио-Кюри, д. 6.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Объединённого института ядерных исследований.

Автореферат разослан « ____ » _____ 2018 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета

Д 720.001.01, канд. физ.-мат. наук

Быстрицкий Юрий Михайлович

Общая характеристика работы

Актуальность темы. 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. Среди таких теорий можно выделить теоретический подход, который может количественно описать характеристики основных и возбужденных состояний стабильных и нестабильных ядер, используя небольшое количество универсальных параметров, то есть одинаковых для всех ядер, кроме самых легких. Этим подходом является теория энергетического функционала плотности (ЭФП), на основе которой можно единообразно рассчитывать как самосогласованное среднее поле, так и эффективное взаимодействие между нуклонами. В частности, этот подход позволяет 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. Описание этой величины сыграло важную роль в развитии основных подходов в теории ядра. 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 (ТКФС). Тем не менее в рамках микроскопических подходов никакого систематического теоретического анализа экспериментальных данных для магнитных моментов нечетных и, особенно, нечетно-нечетных ядер до недавнего времени не проводилось, несмотря на то, что эти данные становились все более разнообразными и точными. В последние годы возродился интерес к самосогласованному описанию свойств основного состояния нечетных и нечетно-нечетных ядер благодаря, например, спектроскопическим данным, полученным на современных ускорителях радиоактивных ионов, для ядер, удаленных от границы β -стабильности. Для ряда длинных цепочек изотопов стали доступны результаты для магнитных моментов, и естественно ожидать, что анализ этих данных позволит проследить изменения в свойствах основного состояния. По-

этому, учитывая прогресс как в технике эксперимента, так и в теории ядра, в данной работе рассматривается проблема теоретического описания магнитных моментов сферических нечетных и нечетно-нечетных ядер в рамках современного подхода — самосогласованной теории конечных ферми-систем. Так как большинство нечетно-нечетных ядер нестабильны и получение экспериментальных данных либо крайне трудоемко, либо невозможно, теоретическое описание свойств этих ядер представляет большой интерес. Эта задача является первой задачей диссертационной работы.

В другой области теории ядра, в теории ядерных реакций, имеется 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 радиационных силовых функциях, плотности уровней ядер, оптических потенциалах и других характеристиках. Однако, существует потребность современной астрофизики и атомной энергетики в надежных ядерных данных о характеристиках ядер, далеких от долины стабильности. 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. Но, несмотря на успехи экспериментальных групп, для многих ядер измерение характеристик является крайне сложной и дорогостоящей или даже невыполнимой задачей. Все эти обстоятельства стимулируют развитие единообразных микроскопических подходов с небольшим числом универсальных параметров с большой предсказательной силой как в области теории структуры ядра, так и в области ядерных реакций.

Одним из важнейших ингредиентов, необходимых для описания ядерных реакций с участием гамма-квантов, является радиационная силовая функция (РСФ). 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. Если принять эту гипотезу, которая

в настоящее время является общепризнанным приближением, то РСФ просто связана с сечением фотопоглощения и проблематикой пигми-дипольного резонанса. В последние 10-15 лет наблюдается все увеличивающийся интерес к структурам радиационной силовой функции в области пигми-дипольного резонанса (ПДР), как со стороны экспериментальных групп, так и со стороны теории. До недавнего времени для систематического описания РСФ часто использовались феноменологические модели на основе лоренциана и его различных модификациях, особенно в таких кодах как EMPIRE и TALYS. Однако, такие подходы испытывают трудности при описании РСФ в области пигми-дипольного резонанса из-за его наблюдаемых структур и в нейтронно-избыточных ядрах, поскольку феноменологические методы, как правило, подгоняются по стабильным ядрам. В этой же области энергий находится и M1-резонанс, к которому, в связи с новыми экспериментальными данными, полученными, например, "методом Осло", в последние годы усилился интерес.

Основой большинства существующих микроскопических моделей описания ядерных возбуждений является квазичастичный метод хаотических фаз (КМХФ), в рамках которого возбужденные состояния представляются в виде суперпозиции одноквазичастично-одноквазидырочных ($1qp1qh$) конфигураций. Это приближение позволяет с хорошей степенью точности описать свойства наиболее коллективных низколежащих состояний, а также средние энергии и интегральные силы гигантских резонансов. Поэтому из-за указанных выше проблем феноменологических подходов начиная с 2006 года, в RIPL-2 (Reference Input Parameter Library) и современных кодах по расчету ядерных реакций типа EMPIRE и TALYS, кроме феноменологических методов используются и микроскопические, которые опираются на самосогласованный подход для среднего поля в методе Хартри–Фока–Боголюбова (ХФБ) и КМХФ. Однако, наблюдаемые ширины гигантских резонансов и структуры в области энергий ПДР в сферических ядрах могут быть воспроизведены только в подходах, которые включают не только двухквазичастичные конфигурации, но и более сложные конфигурации.

Интерес к ПДР обусловлен также его большим количественным вкладом в процессы с участием гамма-квантов, например, при радиационном захвате нейтронов, имеющего место в ядерных реакторах или нейтронных звездах.

дах при протекании g -процесса. Этот процесс дает около половины элементов во Вселенной тяжелее железа, протекает через ядра с большим избытком нейтронов, для которых получение экспериментальной информации о сечениях радиационного захвата невозможно. Для дополнительной проверки РСФ в области ниже энергии отделения нейтрона также рассматривают средние радиационные ширины нейтронных резонансов Γ_γ , которые являются важной характеристикой статистического описания γ -распада из высокоэнергетических состояний ядра, и поэтому их систематике и анализу уделялось много внимания. Эта величина широко используется для расчетов ядерных реакций, в частности, для нормализации РСФ при энергии отделении нейтронов.

Обычно, для нестабильных и нейтронно-избыточных ядер характеристики ядерных реакций рассчитываются с использованием программных комплексов EMPIRE или TALYS на основе статистической модели Хаузера–Фешбаха. Как оказалось, используемые в этих кодах микроскопические модели на основе ХФБ+КМХФ недостаточно хорошо описывают РСФ, особенно в области энергий, которые меньше энергии отделения нейтрона, и в нейтронно-избыточных ядрах. Очевидно, для лучшего микроскопического описания РСФ необходимо выйти за рамки КМХФ и включить новый эффект — квазичастично-фононное взаимодействие (связь с фононами). Данный эффект был последовательно учтен в обобщенной теории конечных ферми-систем в квазичастичном приближении временной блокировки (ОТКФС(КПВБ) или просто КПВБ), используемой в настоящей работе. Использование самосогласованных подходов с учетом связи с фононами на единообразной основе позволяет решить как проблемы при описании радиационной силовой функции, так и проблемы описания характеристик ядерных реакций с участием гамма-квантов. Это является второй главной задачей настоящей работы.

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 энергий 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 феноменологического и микроскопического 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 континуумного приближения временной блокировки. Выполнить анализ вклада эффектов связи с фононами 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 полумagicеских ядер, а именно: сечений радиационного захвата нейтрона, соответствующих нейтронно-захватных спектров гамма-квантов и средних радиационных ширин. Выполнить анализ вклада эффектов связи с фононами в указанные характеристики.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В рамках ТКФС с использованием метода ЭФП с функционалом Фаянса получено хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными по магнитным моментам для многих нечетных сферических околомагических и околополумагических 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 околомагических ядер и 32 нечетно-нечетных околополумагических 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 структуры 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.

Практическая значимость Развитые методы необходимы для объяснения настоящих и будущих экспериментов по изучению характеристик основного состояния и возбуждений ядер в области энергии отделения нейтрона, для расчета характеристик ядерных реакций с участием гамма-квантов, характеристик нестабильных ядер и полезны для анализа и предсказаний ядерных данных.

Достоверность 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 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 Собрание 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, четырех глав, заключения и одного приложения. Полный объем диссертации составляет 112 страниц с 18 рисунками и 16 таблицами. Список литературы содержит 133 наименования.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, выполняемых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся задачи работы, сформулированы научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава посвящена изложению основных соотношений использованных методов, как для расчетов магнитных моментов нечетных и нечетно-нечетных ядер, так и для расчетов радиационных силовых функций и радиационных характеристик ядерных реакций (сечения радиационного захвата нейтронов, соответствующие нейтронно-захватные спектры и средние радиационные ширины).

В разделе 1.1 описаны основные соотношения метода энергетического функционала плотности с использованием функционала Фаянса, который был использован для построения одночастичного базиса. Представлены основные соотношения теории конечных ферми-систем для расчета магнитных моментов нечетных сферических ядер.

В разделе 1.2 описаны главные соотношения методики микроскопического расчета радиационной силовой функции. Основные понятия для радиационной силовой функции представлены в подразделе 1.2.1. Для построения одночастичного базиса был использован метод ЭФП на основе сил Скирма. Для расчета радиационной силовой функции в работе используется широко известный квазичастичный метод хаотических фаз и для учета связи одночастичных и коллективных (фононных) степеней свободы обобщенную теорию конечных ферми-систем в квазичастичном приближении временной блокировки. Основным соотношениям и приближениям для описания радиационных силовых функций с использованием КПВБ посвящен подраздел 1.2.2. Детали расчетов радиационных волновых функций в рамках КМХФ и КПВБ описаны в подразделе 1.2.3. В подразделе 1.2.4 описана процедура так называемого силового согласования, то есть согласования между средним полем и эффективным взаимодействием для того, чтобы "духовое" 1^- -состояние имело энергию перехода и вероятность возбуждения равными нулю. Данная процедура необходима для восстановления трансляционной симметрии из-за недостатков метода Хартри–Фока–Боголюбова.

В разделе 1.3 кратко описывается программный комплекс EMPIRE. В работе код EMPIRE был использован для расчета характеристик ядерных реакций с участием гамма-квантов, а именно сечений радиационного захвата нейтрона, соответствующих нейтронно-захватных спектров гамма-квантов и средних радиационных ширин. В основном, внимание уделяется той части кода EMPIRE, которая использовалась для расчета указанных радиационных характеристик. Код EMPIRE был модифицирован для того, чтобы использовать результаты наших расчетов для радиационных силовых функций.

Вторая глава посвящена описанию методики и анализу результатов расчетов магнитных моментов нечетных и нечетно-нечетных ядер в основном и некоторых возбужденных состояниях.

В разделе 2.1 приведены рабочие формулы и детали расчетов магнитных моментов нечетных ядер в представлении одночастичных волновых функций. Рассматриваются результаты расчетов нечетных околомагических ядер, соседних с ^{16}O , ^{40}Ca , ^{56}Ni , ^{132}Sn и ^{208}Pb , и нечетных ядер, соседних с полумагическими. Нечетные ядра были выбраны таким образом, чтобы рассчитать магнитные моменты нечетно-нечетных всех околомагических и

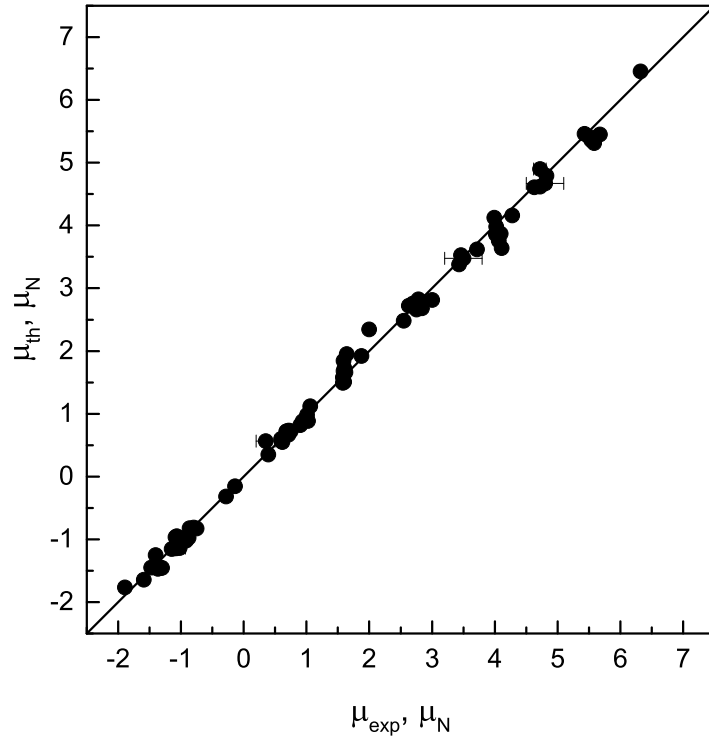


Рис. 1 — Сравнение результатов расчета и экспериментальных данных для магнитных моментов нечетных ядер

тех околополумагических ядер, для которых значение магнитных моментов измерены. Расчеты были выполнены в одноквазичастичном приближении в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем с использованием спин-спинового эффективного взаимодействия Ландау–Мигдала с известными параметрами. Согласно одноквазичастичному приближению 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, при этом нечетная квазичастица взаимодействует с остовом посредством сил Ландау–Мигдала. Одночастичный базис рассчитывался с использованием метода энергетического функционала Фаянса с набором параметров DF3-a. В работе были рассчитаны магнитные моменты для 93 нечетных ядер в основном и возбужденных состояниях, из них только для 82 ядер известны экспериментальные значения с точностью до знака, а для остальных 11 ядер значения магнитных моментов нами предсказаны. Выбранные нечетные ядра в дальнейшем используются в расчетах магнитных моментов нечетно-нечетных ядер. Многие из этих нечетных ядер были впервые рассчитаны в рамках самосогласованной ТКФС. На рисунке 1 представлено сравнение расчетов и экспериментальных данных для указанных 82 ядер. В таблице 1 представле-

Таблица 1 — Предсказания магнитных моментов (μ_N) нечетных ядер.

Звездочка обозначает ядро в возбужденном состоянии

Ядро	λ	μ_{th}
$^{131}_{49}\text{In}_{82}$	$1g_{9/2}^p$	+5.427
$^{133}_{50}\text{Sn}_{83}$	$2f_{7/2}^n$	-1.132
$^{59}_{28}\text{Ni}_{31}$	$2p_{3/2}$	-0.877
$^{91}_{42}\text{Mo}_{49}$	$1g_{9/2}$	-1.149
$^{93}_{42}\text{Mo}_{51}$	$2d_{5/2}$	-1.150
$^{107}_{50}\text{Sn}_{57}$	$2d_{5/2}$	-0.908
$^{107}_{50}\text{Sn}_{57}^*$	$1g_{7/2}$	+0.714
$^{111}_{50}\text{Sn}_{61}^*$	$2d_{5/2}$	-1.046
$^{193}_{82}\text{Pb}_{111}$	$3p_{3/2}$	-0.980
$^{193}_{82}\text{Pb}_{111}^*$	$2f_{5/2}$	+0.603
$^{195}_{82}\text{Pb}_{113}$	$3p_{3/2}$	-0.996
$^{195}_{82}\text{Pb}_{113}^*$	$2f_{5/2}$	+0.680
$^{197}_{82}\text{Pb}_{115}^*$	$2f_{5/2}$	+0.728
$^{199}_{82}\text{Pb}_{117}^*$	$2f_{5/2}$	+0.752
$^{201}_{82}\text{Pb}_{119}^*$	$3p_{3/2}$	-1.002
$^{203}_{82}\text{Pb}_{121}^*$	$3p_{3/2}$	-1.103
$^{205}_{82}\text{Pb}_{123}^*$	$3p_{3/2}$	-1.116
$^{61}_{27}\text{Co}_{34}$	$1f_{7/2}$	+4.802
$^{91}_{41}\text{Nb}_{50}$	$1g_{9/2}$	+6.203
$^{113}_{51}\text{Sb}_{62}$	$2d_{5/2}$	+3.926
$^{123}_{51}\text{Sb}_{72}^*$	$2d_{5/2}$	+3.472
$^{125}_{51}\text{Sb}_{74}^*$	$2d_{5/2}$	+3.472

ны результаты для оставшихся 11 ядер в основном состоянии и для 11 ядер в возбужденных состояниях. Как видно из рисунка 1, получено достаточно хорошее согласие между теорией и экспериментом. Расхождение $|\mu_{th} - \mu_{exp}|$ в среднем составляет $0.1 \mu_N$.

В разделе 2.2 в приближении отсутствия взаимодействия между нечетными квазичастицами получена конечная формула для магнитных моментов нечетно-нечетных ядер, которая была использована как в микроскопическом подходе, так и в феноменологическом. Также в разделе описаны результаты расчета магнитных моментов нечетно-нечетных ядер. Как уже упоминалось ранее, для расчета были выбраны сферические нечетно-нечетные околوماгические ядра и те околуполумагические ядра, для которых известны экспе-

Таблица 2 — Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных околomagических ядер в основном состоянии. Во втором столбце указаны одночастичные конфигурации соответствующих нечетных квазичастиц

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	μ_{phen}	μ_{th}	μ_{exp}
${}^{14}_7\text{N}_7$	$(1p_{1/2}^n 1p_{1/2}^p)$	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)

риментальные значения магнитных моментов. Основным приближением при расчете магнитных моментов нечетно-нечетных ядер является отсутствие взаимодействия между нечетной протонной квазичастицей и нечетной нейтронной квазичастицей. Использование такого простого приближения позволило нам свести задачу расчета магнитных моментов нечетно-нечетных ядер к задаче получения магнитных моментов соответствующих нечетных ядер. Для этого в работе использовались и экспериментальные значения магнитных моментов (феноменологический подход), и теоретические значения (микроскопический подход). Феноменологический подход позволил проверить основное приближение для магнитных моментов нечетно-нечетных ядер. Рассчитаны магнитные моменты для 46 нечетно-нечетных ядер в основном состоянии, точнее, для 14 нечетно-нечетных околomagических ядер и 32 околomagических ядер. В таблицах 2 и 3 представлены результаты сравнения микроскопических и феноменологических расчетов с экспериментальными данными для магнитных моментов нечетно-нечетных ядер в основном состоянии. Как видно из таблиц 2 и 3 было получено хорошее согласие результа-

Таблица 3 — Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных околуполумагических ядер в основном состоянии. Во втором столбце указаны одночастичные конфигурации соответствующих нечетных квазичастиц

Ядро	$\lambda_1^n \lambda_2^p$	J^π	μ_{phen}	μ_{th}	μ_{exp}
$^{58}_{27}\text{Co}_{31}$	$(2p_{3/2}^n 1f_{7/2}^p)$	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)
$^{146}_{63}\text{Eu}_{83}$	$(2f_{7/2}^n 2d_{5/2}^p)$	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)

тов микроскопического подхода с экспериментом со средним расхождением $|\mu_{th} - \mu_{exp}| \sim 0.2\mu_N$, за исключением 7-ми ядер (^{58}Co , ^{88}Rb , ^{90}Y , ^{90}Nb , ^{110}In , ^{114}Sb , ^{124}Sb), для которых расхождение $|\mu_{th} - \mu_{exp}| > 0.5\mu_N$, но при этом получено хорошее согласие результатов микроскопического и феноменоло-

гического подходов. Расхождение между результатами феноменологического подхода и экспериментальными данными составляет в среднем $\sim 0.1\mu_N$, что позволяет нам доверять основному приближению об отсутствии взаимодействия между нечетными квазичастицами. Можно выделить изотопы висмута ($^{208,210}\text{Bi}$), для которых расхождение расчетов с экспериментальными данными может быть объяснено за счет известной проблемы микроскопического описания магнитного момента ^{209}Bi . Также к указанной группе из 7-ми ядер относятся еще 7 изотопов таллия с $A = 192\text{--}204$. В указанной выше группе из 7-ми ядер и 7-ми изотопах таллия для улучшения согласия с экспериментальными данными следует учесть смешивание конфигураций в нечетной подсистеме. Кроме того, есть свидетельства, что для данной области ядер для нечетной подсистемы нужно учесть фоновые поправки. Основной причиной расхождения с экспериментом для остальных ядер, как предполагается, является сильное смешивание конфигураций в одной из нечетных подсистем. Для остальных ядер (^{58}Co , ^{110}In , ^{124}Sb и изотопы таллия) предполагается, что смешиваются два одночастичных уровня. Коэффициенты смешивания были выбраны так, чтобы достигнуть согласия между теоретическими расчетами и экспериментальными значениями. Полученные таким образом коэффициенты смешивания могут быть использованы для расчетов других характеристик этих ядер. Случай ядра ^{90}Nb требует отдельного рассмотрения, потому что отсутствуют экспериментальные значения магнитного момента для одной из нечетных подсистем. В случае ядер ^{88}Rb , ^{90}Y и ^{114}Sb необходимо учитывать смешивание 3-х или 4-х одночастичных уровней, что в работе не выполнялось.

Благодаря тому, что было получено хорошее описание магнитных моментов нечетно-нечетных ядер в основном состоянии, а также тому факту, что влияние фононов в соответствующих нечетных ядрах мало, были рассчитаны магнитные моменты для ядер в возбужденных состояниях. Расчеты были проведены для 18 околوماгических ядер для всех возбужденных состояний, которые удовлетворяют одноквазичастичному приближению, а также в 5 околуполумагических ядрах для тех возбужденных уровней, у которых известны магнитные моменты. Для этого, как и в случае расчетов для основного состояния, были использованы магнитные моменты нечетных ядер в основном состоянии. Результаты данных расчетов и сравнение с найденны-

Таблица 4 — Магнитные моменты (μ_N) нечетно-нечетных ядер в возбужденных состояниях

Ядро	J^π	Уровень, кэВ	μ_{phen}	μ_{th}	μ_{exp}
${}^{18}_9\text{F}_9$	3^+	937.20	+1.696	+1.713	1.68 (15)
${}^{40}_{19}\text{K}_{21}$	3^-	29.8299	-1.367	-1.410	-1.29 (9)
${}^{60}_{27}\text{Co}_{33}$	2^+	1121.36	+4.466	+4.687	+4.40 (9)
${}^{90}_{41}\text{Nb}_{49}$	6^+	298.22	—	+3.370	+3.720 (24)
${}^{138}_{55}\text{Cs}_{83}$	6^-	721	+1.603	+1.455	+1.713 (9)
${}^{138}_{57}\text{La}_{81}$	3^+	424	+2.385	+2.419	+2.886 (48)
${}^{142}_{59}\text{Pr}_{83}$	5^-	937.20	+2.329	+2.345	2.2 (1)
${}^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$	9^-	271.31	+2.637	+2.187	2.728 (42)
${}^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$	7^-	433.49	+2.051	+1.701	+2.114 (49)
${}^{210}_{83}\text{Bi}_{127}$	5^-	439.20	+1.465	+1.215	+1.530 (45)

ми экспериментальными данными представлены в таблице 4. К сожалению, экспериментальных данных очень мало, но в этих случаях получено хорошее согласие, как в микроскопическом подходе, так и в феноменологическом. Это также дало еще один способ проверки основного приближения об отсутствии взаимодействия между двумя квазичастицами и данные результаты подтверждают верность указанного приближения.

Третья глава посвящена самосогласованный микроскопическим расчетам РСФ с использованием метода ЭФП на основе сил Скирма. Представлены результаты расчетов РСФ для 7 полумагических изотопов олова (${}^{110}\text{Sn}$, ${}^{112}\text{Sn}$, ${}^{116}\text{Sn}$, ${}^{118}\text{Sn}$, ${}^{120}\text{Sn}$, ${}^{122}\text{Sn}$, ${}^{124}\text{Sn}$), 6 полумагических изотопов никеля (${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{60}\text{Ni}$, ${}^{62}\text{Ni}$, ${}^{68}\text{Ni}$, ${}^{70}\text{Ni}$, ${}^{72}\text{Ni}$) и 3 дважды магических ядер (${}^{56}\text{Ni}$, ${}^{132}\text{Sn}$, ${}^{208}\text{Pb}$).

Расчеты были выполнены в рамках стандартного КМХФ и в рамках КПВБ, которое было описано в разделе 1.2 диссертационной работы. Для описания среднего поля и одночастичного базиса использовался метод Хартри–Фока–Боголюбова с силами Скирма. Для описания РСФ изотопов олова использовалась параметризация SLy4, а для изотопов никеля — BSk17. Параметр усреднения для этих ядер был выбран равным $\Delta = 200$ кэВ. Кроме того для ${}^{208}\text{Pb}$ были выполнены в рамках новейшего полностью самосогласованного подхода континуумного ПВБ с использованием сил Скирма с новой параметризацией SV-m56k6, специально разработанного и недавно опубликованного для описания свойств дважды магических ядер В.И. Целяевым с

соавторами. Также для сравнения наши результаты сравнивались с феноменологической моделью EGLO (Enhanced Generalized Lorentzian). Для описания интегральных характеристик использован метод моментов, а именно средние энергии и дисперсии. Для оценки интегральных характеристик гигантского дипольного резонанса (ГДР) в изотопах олова и никеля рассматривалась РСФ на интервалах энергии гамма-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 подбирались параметры лоренциана. При сравнении результатов расчетов с экспериментальными данными показано, что учет связи с фонами оказывает заметное влияние на рассмотренные интегральные характеристики и приводит к лучшему описанию интегральных характеристик ГДР, особенно дисперсии и интегрального сечения.

На рисунках 2, 3 и 4 представлены РСФ для полумагических $^{116,122}\text{Sn}$, ^{70}Ni и для дважды магического ^{208}Pb . Как видно из сравнения с экспериментальными данными для $^{116,122}\text{Sn}$ и с новейшими результатами группы Осло для ^{70}Ni , учет эффекта связи с фонами приводит к заметно лучшему описанию этих экспериментальных данных.

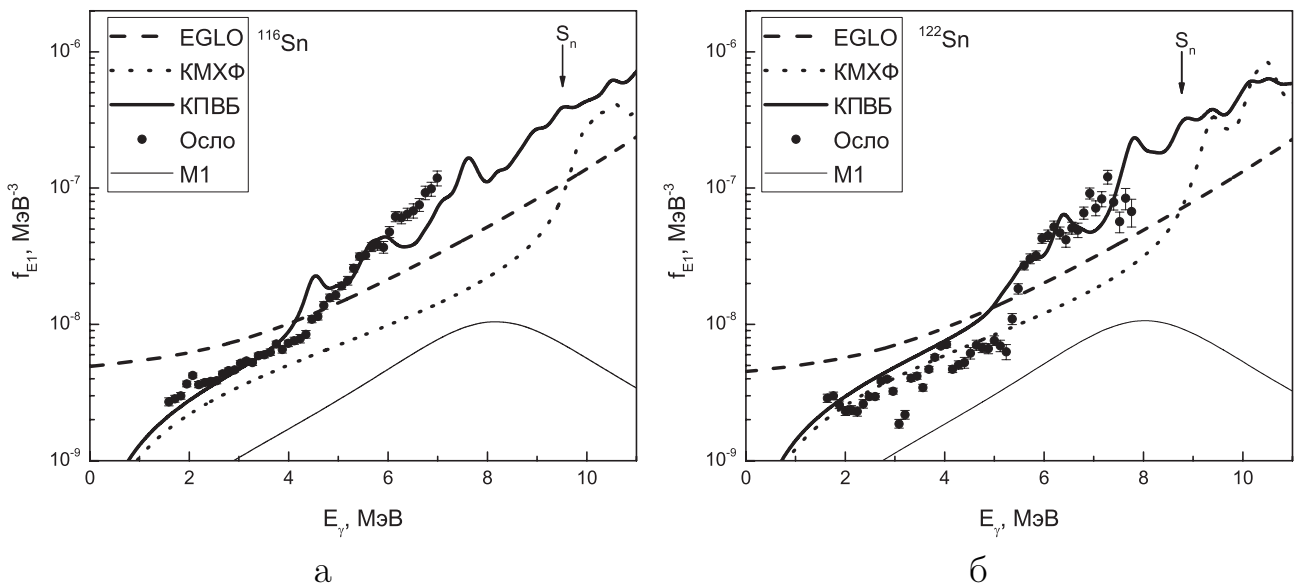


Рис. 2 — Радиационная силовая функция в ^{116}Sn (а) и ^{122}Sn (б) согласно моделям: КМХФ (пунктирная линия), КПВБ (сплошная линия), EGLO (штриховая линия), тонкая сплошная линия — М1-резонанс.

Экспериментальные значения группы Осло — кружки

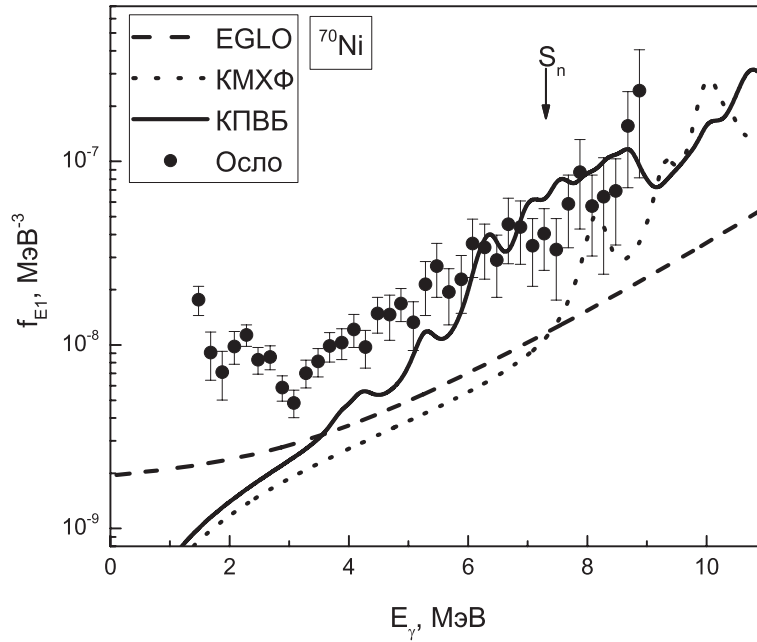


Рис. 3 — То же, что и на рисунке 2, но для ядра ^{70}Ni . Экспериментальные значения группы Осло — кружки

Для ядра ^{60}Ni ($S_n = 11.39$ МэВ) на интервале (6–12) МэВ мы предсказываем среднюю энергию $\langle E \rangle = 10.9$ МэВ и $\langle E \rangle = 10.2$ МэВ, и РСФ в этом интервале исчерпывает 2.9% и 3.9% энергетически взвешенного правила сумм в рамках методов КМХФ и КПВБ соответственно. Как видно из этих результатов, учет эффекта связи с фононами приводит к заметному увеличению величин исчерпывания энергетически взвешенного правила сумм в области ПДР, но при этом мало меняет среднюю энергию. Как нам известно, в ближайшее время для этого ядра группой из Осло будут выполнены измерения в этой области, что позволит проверить предсказания.

Как видно для ядра ^{70}Ni ($S_n = 7.31$ МэВ) на рисунке 3, РСФ, получаемая в рамках EGLO, не содержит структур до энергии 14.5 МэВ тогда как микроскопические подходы предсказывают заметные структуры при $E > S_n$ как в рамках КМХФ, так и в рамках 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 исчерпывания энергетически взвешенного правила сумм составляет 20.6% и 27.7% для КМХФ и КПВБ в первом интервале (8–14) МэВ, и 12.7% и 19.5% во втором интервале (7.3–13.3) МэВ соответственно для методов КМХФ и КПВБ. Как и для ^{60}Ni , количественный вклад эффекта связи с фононами является наибольшим для величин исчерпывания

энергетически взвешенного правила сумм. Средние значения $\langle E \rangle$ остаются почти неизменными для всех использованных методов.

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 равна $\langle E \rangle = 12.4$ МэВ и ПДР исчерпывает 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 исчерпывает 13.9% (КМ-ХФ) и 23.2% (КПВБ) энергетически взвешенного правила сумм. В этом интервале наблюдается два максимума. По этой причине процент исчерпывания правила сумм в интервале 10–14 МэВ преобладает и практически совпадает с процентом исчерпывания правила сумм в интервале (8–14) МэВ.

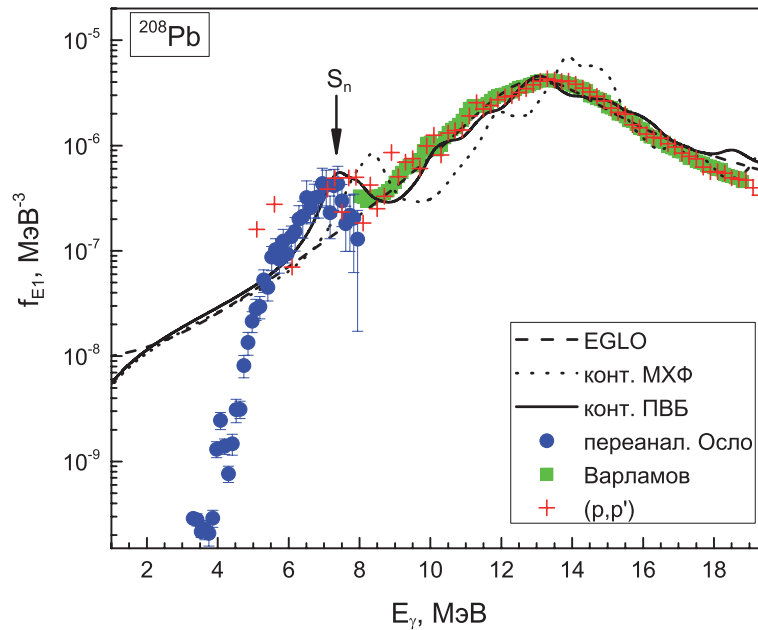


Рис. 4 — Радиационная силовая функция в ^{208}Pb . Использовались модели: континуумный МХФ (пунктирная линия) и континуумное ПВБ (сплошная линия), EGLO (штриховая линия). Экспериментальные значения группы Осло — кружки, экспериментальные значения группы Варламова — квадратики

На рисунке 4 представлены результаты расчета для ядра ^{208}Pb . Параметр усреднения для этого ядра был выбран равным $\Delta = 400$ кэВ. Такое значение параметра усреднения было выбрано для лучшего описания ГДР. Результаты расчетов в области ПДР сравниваются с экспериментальными данными, полученными "методом Осло". Из рисунка 4 видно, что метод контину-

умного ПВБ описывает экспериментальные данные при $E_\gamma > 5$ МэВ лучше, чем МХФ. Данный результат объясняется отсутствием одночастичных или двухфоонных E1-переходов в дважды магическом ^{208}Pb при $E_\gamma < 5$ МэВ и указывает на важную роль связи с фононами. Из измерений переходов между основным и возбужденными состояниями известно, что нет 1^- переходов с энергией меньше, чем 4.84 МэВ. Расхождение расчетов с экспериментальными данными в области ниже 5 МэВ можно объяснить использованным нами относительно большим параметром усреднения, равным 400 кэВ. Использование параметра усреднения, зависящего от энергии и уменьшающегося до нуля при $E_\gamma < 5$ МэВ, даст практически нулевые значения РСФ в этой области. По-видимому, переходы, наблюдаемые группой из Осло при $E < 4.84$ МэВ — это переходы между возбужденными состояниями, в том числе M1-переходы.

На основе расчетов можно сделать ряд выводов. 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. Хорошее микроскопическое описание экспериментальных данных в области пигми-дипольного резонанса в ядрах ^{116}Sn , ^{122}Sn и ^{208}Pb достигается только благодаря учету эффектов связи с фононами (см. рисунки 2 и 4). В случае с дважды магическими ядрами ^{56}Ni , ^{132}Sn и ^{208}Pb структуры в РСФ более выражены, чем в полумагических ядрах, особенно в области пигми-дипольного резонанса.

В четвертой главе представлены результаты расчета радиационных характеристик ядерных реакций, а именно сечений радиационного захвата нейтронов, соответствующих нейтронно-захватных спектров гамма-квантов и средних радиационных ширин. Расчеты выполнялись с помощью кода EMPIRE с использованием рассчитанных нами микроскопических РСФ и, для сравнения, феноменологических РСФ на основе модели EGLO.

В разделе 4.1 представлены результаты расчетов сечений радиационного захвата нейтрона для нечетных ядер, образующих при захвате нейтрона четно-четные ядра, для которых были рассчитаны радиационные силовые функции. Расчеты выполнялись для энергий нейтрона, меньших 3 МэВ, с раз-

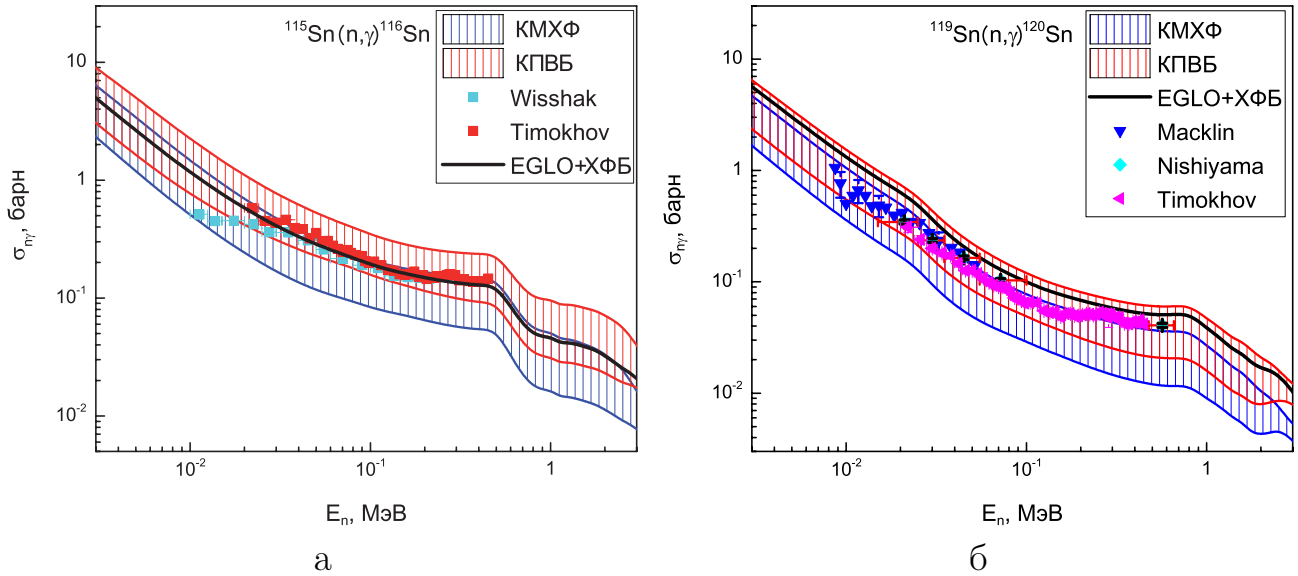


Рис. 5 — Сечения радиационного захвата нейтронов в реакции $^{115}\text{Sn}(n,\gamma)^{116}\text{Sn}$ (а) и $^{119}\text{Sn}(n,\gamma)^{120}\text{Sn}$ (б). Полоса неопределенности вызвана применением разных моделей плотности ядерных уровней

личными моделями плотности ядерных уровней (ПЯУ): Generalized Superuid Model (GSM), Enhanced Generalized Superuid Model (EGSM) и микроскопическая комбинаторная XΦБ модель. Как видно на примере ядер $^{115,119}\text{Sn}$ (см. рисунок 5), независимо от выбранной модели плотности ядерных уровней учет эффектов связи с фононами приводит к заметно лучшему описанию экспериментальных данных для изотопов олова (^{115}Sn , ^{117}Sn , ^{119}Sn). Так как для исследованных изотопов никеля экспериментальные данные отсутствуют, то в качестве оценки сечений было использовано сочетание модели EGLO для радиационных силовых функций и комбинаторной XΦБ модели для плотности ядерных уровней.

В разделе 4.2 для нейтронно-захватных спектров гамма-квантов в ядрах ^{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) показано, что связь с фононами дает заметный вклад по сравнению с KMXΦ. Сравнение результатов можно увидеть на рисунке 6 для ядра ^{119}Sn , где использовалась комбинаторная XΦБ модель плотности ядерных уровней. Расчеты также были выполнены для ядер ^{117}Sn и ^{69}Ni , при этом для ядер ^{117}Sn и ^{119}Sn спектры были рассчитаны как с использованием комбинаторной XΦБ модели плотности ядерных уровней, так и с использованием модели GSM. Также для полноты был выполнен расчет множественности гамма-квантов для $E_\gamma > 0.6$ МэВ для двух ядер мишени ^{117}Sn и ^{119}Sn . В

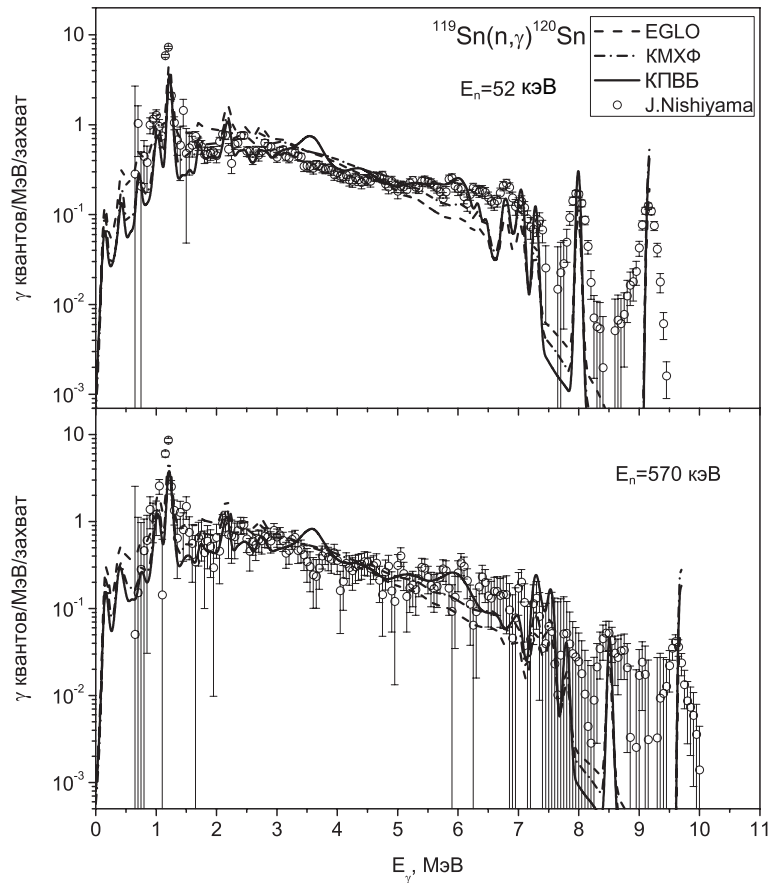


Рис. 6 — Спектр гамма-квантов для реакции $^{119}\text{Sn}(n,\gamma)^{120}\text{Sn}$ для энергий нейтронов $E_n = 52$ кэВ (верхняя панель) и $E_n = 570$ кэВ (нижняя панель), рассчитанный с помощью кода EMPIRE с использованием комбинаторной ХФБ модели плотности ядерных уровней

случае КПВБ в сочетании с комбинаторной ХФБ моделью увеличивает значения множественности в правильном направлении, но незначительно. Так как спектр гамма-квантов 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.

Для проверки РСФ в области ниже энергии отделения нейтрона в разделе 4.3 также рассчитаны средние радиационные ширины нейтронных резонансов Γ_γ для исследуемых полумагических ядер (7 изотопов олова и 6 изотопов никеля). Расчеты выполнялись для 3-х моделей РСФ (EGLO, КМХФ и КПВБ) и 2-х моделей плотности ядерных уровней (феноменологическая GSM и микроскопическая комбинаторная ХФБ). Как видно из таблиц 5 и 6, в которых приведены результаты, учет эффектов связи с фонами заметно улучшает согласие с систематикой, особенно в сравнении с КМХФ. За исклю-

Таблица 5 — Средние радиационные ширины Γ_γ (мэВ) s-нейтронов для полумагических изотопов олова. Для каждого из подходов (EGLO, КМХФ и КПВБ) были рассмотрены две модели ПЯУ: 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.	—	—	—	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 6 — То же, что и в таблице 5, но для изотопов никеля

	^{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.	—	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

чением ^{122}Sn и ^{124}Sn , где увеличение невелико, связь с фонами приводит к увеличению значения Γ_γ примерно от 50 % до 200 % и всегда в сторону лучшего согласия с имеющимися экспериментальными или систематическими данными. Наилучшее согласие с экспериментальными данными получается при использовании сочетания моделей КПВБ и микроскопической комбинаторной ХФБ модели плотности ядерных уровней. Для стабильных ядер результаты

комбинаторной ХФБ модели находятся в лучшем согласии с систематикой, чем полученные с помощью модели плотности ядерных уровней GSM.

В этих расчетах также был оценен вклад M1-резонанса в Γ_γ с использованием стандартной лоренцевской параметризацией в EMPIRE с шириной $\Gamma = 4$ МэВ. Обнаружено, что в большинстве случаев этот вклад составляет порядка 10–12 %, что можно считать общепризнанным при описании ядерных данных. Однако, по нашему мнению, вклад M1-резонанса нуждается в пересмотре, по крайней мере, из-за некорректного значения ширины $\Gamma = 4$ МэВ.

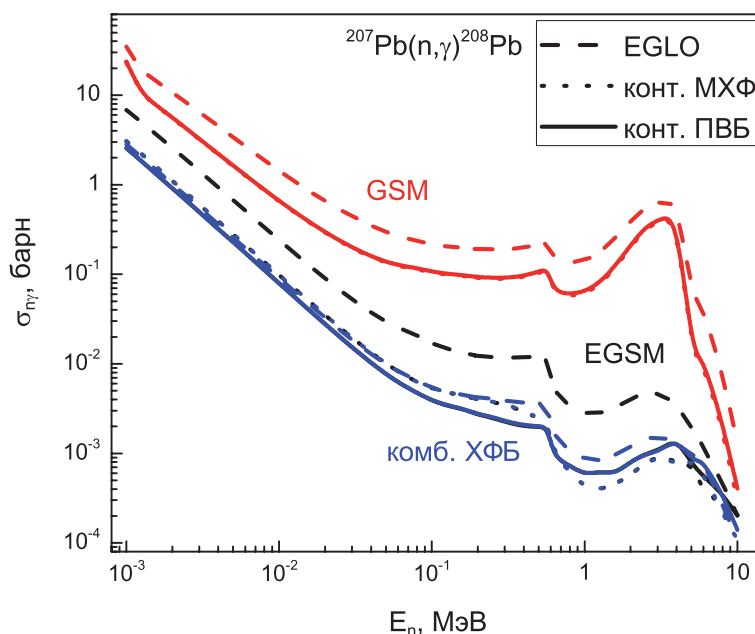


Рис. 7 — Сечение реакции $^{207}\text{Pb}(n,\gamma)^{208}\text{Pb}$, рассчитанные на основе моделей РСФ: EGLO (штриховая линия), континуумный МХФ (пунктирная линия) и континуумное ПВБ (сплошная линия). Красные кривые относятся к GSM модели ПЯУ, синие — комбинаторная ХФБ, черные — EGSM

Эти же радиационные характеристики (сечения радиационного захвата нейтрона и средние радиационные ширины) были рассчитаны и для дважды магических ядер. На примере ядра-мишени ^{207}Pb на рисунке 7, где показаны сечения радиационного захвата нейтронов, видна очень большая разница между результатами, полученными с помощью модели GSM и других моделей плотности ядерных уровней (EGSM и комбинаторная ХФБ). Нет заметного различия между результатами для моделей плотности ядерных уровней EGSM и комбинаторной ХФБ моделью. Такие же результаты получены и для ядер-мишеней ^{55}Ni и ^{131}Sn . Аналогичные результаты в этих ядрах по-

Таблица 7 — 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) рассмотрены три модели ПЯУ: EGSM (первая строка), GSM (вторая строка) и комбинаторная ХФБ (третья строка)

Ядро	модель ПЯУ	EGLO	МХФ	ПВБ	Сист.	вклад M1
^{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

лучаются и для средней радиационной ширины (см. таблицу 7). При этом для средней ширины резонанса s-волны D_0 для ^{208}Pb было получено, что согласно модели GSM $D_0 = 0.00441$ кэВ, в то время как экспериментальное значение равно $D_{0,exp} = 30$ (8) кэВ. Данный результат указывает на то, что на модель GSM, используемую в EMPIRE, нельзя полагаться при описании радиационных характеристик дважды магических ядер. Как и для полумагических изотопов Sn и Ni вклад M1-резонанса, рассчитанный в EMPIRE, оказался достаточно мал.

В **закл^ючении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

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 $0.1\text{--}0.2 \mu_N$, 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 околуполумагических 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 дважды магических 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 ПДР, 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 радиаци-

онного 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 ПДР. Также результаты для ядра ^{70}Ni в области ПДР подтверждены новейшими экспериментальными данными группы из Осло.

Публикации автора по теме диссертации

1. *Камерджиев С. П., Ачаковский О. И., Войтенков Д. А., Толоконников С. В.* Самосогласованные подходы в микроскопической теории ядра. Статические моменты нечетно-нечетных ядер // *Ядерная физика*. — 2014. — Т. 77, № 1. — С. 70–78.
2. *Achakovskiy O., Kamerdzhiev S., Saperstein E., Tolokonnikov S.* Magnetic moments of odd-odd spherical nuclei // *Eur. Phys. J. A*. — 2014. — Vol. 50, no. 6. — P. 1–10.
3. *Камерджиев 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.
4. *Achakovskiy O., Avdeenkov A., Goriely S., Kamerdzhiev S., Krewald S.* Impact of phonon coupling on the photon strength function // *Phys. Rev. C*. — 2015. — Vol. 91. — P. 034620.
5. *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.
6. *Kamerdzhiev S. P., Achakovskiy O. I., Avdeenkov A. V., Goriely S.* On microscopic theory of radiative nuclear reaction characteristics // *Phys. Atom. Nucl.* — 2016. — Vol. 79, no. 4. — P. 567–580.
7. *Ачаковский О. И., Камерджиев 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.

8. *Achakovskiy O., Avdeenkov A., Goriely S., Kamerdzhiev S., Krewald S., Voitenkov D.* Microscopic nature of the photon strength function: stable and unstable Ni and Sn isotopes // EPJ Web of Conferences. — 2015. — Vol. 93. — P. 01034.
9. *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.
10. *Achakovskiy O., Kamerdzhiev S., Tselyaev V., Shitov M.* Microscopic calculations of the characteristics of radiative nuclear reactions for double-magic nuclei // EPJ Web of Conferences. — 2016. — Vol. 107. — P. 05005.
11. *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.
12. *Achakovskiy O., Avdeenkov A., Kamerdzhiev S., Voitenkov D. A.* Impact of phonon coupling on the gamma-ray spectra // Fundamental interactions & neutrons, nuclear structure, ultracold neutrons, related topics: XXII International seminar on interaction of neutrons with nuclei (ISINN-22) (May 27 – 30, 2014): proceedings of the seminar. — Dubna 2015. — P. 207.
13. *Achakovskiy O., Avdeenkov A., Kamerdzhiev S.* On the microscopic nature of the photon strength function // Fundamental interactions & neutrons, nuclear structure, ultracold neutrons, related topics: XXII International seminar on interaction of neutrons with nuclei (ISINN-22) (May 27 – 30, 2014): proceedings of the seminar. — Dubna 2015. — P. 213.