

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА



В
и

На правах рукописи

СИТДИКОВ Айрат Салимович

СВОЙСТВА КОЛЛЕКТИВНЫХ И КВАЗИЧАСТИЧНЫХ
ВОЗБУЖДЕНИЙ В АТОМНЫХ ЯДРАХ ПРИ ВЫСОКИХ СПИНАХ

Специальность: 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва-2011

Работа выполнена на кафедре высшей математики Казанского Государственного Энергетического университета.

Научные консультанты:

доктор физико-математических наук, с.н.с. Магнер А.Г.
доктор физико-математических наук, профессор, Сафаров Р.Х.

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук,
профессор Блохинцев Л.Д.
(НИИЯФ МГУ, Москва)

Доктор физико-математических наук,
профессор Павличенков И.М.
(Курчатовский институт, Москва)

Доктор физико-математических наук,
профессор Пашкевич В.В.
(ЛТФ ОИЯИ, Дубна)

Ведущая организация: Учреждение РАН
«Институт ядерных исследований РАН», г. Троицк

Защита состоится 11 марта в 15⁰⁰ часов в ауд. 2-15 (119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.5, "19 корпус НИИЯФ МГУ") на заседании совета по защите докторских и кандидатских диссертаций Д501.001.77 при Московском государственном университете имени М.В. Ломоносова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына.

Автореферат разослан "19" января 2019 года.

Ученый секретарь
совета по защите докторских
и кандидатских диссертаций,
доктор физико-математических наук, профессор  С.И. Страхова



Актуальность темы.

Благодаря как быстрому прогрессу техники ускорения тяжелых ионов, который привел к обнаружению новых явлений при быстром ядерном вращении, так и определенным успехам теоретических методов описания, интерес к исследованию вращательных состояний ядер постоянно возрастает. При этом, наиболее интересным является изучение ядерной структуры вблизи *yrast* линии, поскольку здесь наблюдается множество своеобразных мод, в которых проявляются яркие физические эффекты. К наиболее значимым можно отнести открытие супер- и гипердеформированных состояний, обнаружение новых ротационных полос, характеризующихся усиленными радиационными переходами магнитного типа, в частности обусловленными анизотропными нуклонными токами и имеющими определенную четность, появление киральных полос и вобблинг-мод в ядре.

Весьма актуальными стали также исследования экзотических мод, связанных с возникновением неаксиальных октупольных деформаций при высоких спинах в некоторых областях ядер и возможности конкуренции изоскалярного и изовекторного спариваний в ядрах с $N \approx Z$.

Все эти явления, вместе с ранее обнаруженными и в то же время не потерявшими по сей день свою значимость и актуальность эффектами типа бэкбендинга, связанного с аномалиями в моменте инерции, явлениями высокоспиновых изомерных состояний (так называемыми *yrast*-ловушками) и др., представляют ценную информацию о структурных особенностях ядра.

Несмотря на то, что упомянутые коллективные моды в целом представляют сложные и разнообразные возбуждения, требующие детального анализа экспериментальных данных с одновременным развитием и расширением теоретической базы, при их разностороннем описании были достигнуты определенные успехи. С практической точки зрения большое внимание при этом уделяется развитию различных самосогласованных методов, основанных на приближении среднего поля при разумном предположении, что вблизи *yrast* линии ядро можно рассматривать как ко-

нечную ферми-систему при нулевой температуре, несмотря на большую вращательную энергию возбуждения. Другими словами, хотя элементарные ветви ядерного возбуждения могут существенно видоизменяться из-за больших внутренних возмущений, обусловленных центробежными и кориолисовыми силами, можно считать, что приближение среднего поля остается достаточно надежным и обоснованным при указанных выше экстремальных условиях. В первую очередь это связано с тем, что при таких условиях, создаваемых быстрым вращением, огромная доля энергии возбуждения идет на генерирование углового момента ядра.

Этот факт позволяет развивать модели, первоначально предложенные для описания низкоспиновой части спектра ядра, т.е. когда внутренние степени свободы отделяются от вращательных, на случай неадиабатического вращения, когда движение отдельных нуклонов подвержены сильным возмущениям со стороны кориолисовых сил. Одной из таких успешно эксплуатируемых ранее моделей была обобщенная модель Бора и Моттельсона, на основе которой в адиабатическом приближении были описаны также и вероятности переходов вдоль ротационных полос. Модификация нами этой модели с учетом выстраивания при высоких спинах моментов пары нуклонов, находящихся вблизи поверхности Ферми, позволило успешно находить многие высокоспиновые характеристики быстровращающихся ядер, а также выявить особенности поведения энергии вращательных состояний и радиационных переходов вдоль основной и выстроенных полос.

Важное место при изучении структуры ядра вплоть до высоких наблюдаемых спинов, занимает также и модель принудительного вращения Инглиса (МПВ), комбинация которой с различными микроскопическими подходами типа приближения Хартри-Фока-Боголюбова (ХФБ), хаотических фаз (ПХФ) и др. не только успешно эксплуатируется, но и открывает перспективы для изучения новых явлений при высоких спинах. К тому же, к настоящему времени созданы весьма благоприятные условия для расширения области применимости таких методов благодаря значительному прогрессу вычислительной техники. В связи с этим,

развитие нами самосогласованного подхода для описания коллективных состояний ядер вокруг *yrast* линии, путем восстановления нарушенных симметрий среднего поля, позволило на основе комбинирования приближений МПВ+ХФБ с модифицированным потенциалом Нильссона и привлечением ПХФ, описать многие свойства вибрационных и квазичастичных степеней свободы. В частности, на основе самосогласованного учета влияния остаточных взаимодействий мультипольного характера на квазичастичные возбуждения, были получены хорошие согласия момента инерции Тоулесса-Валатина, вычисляемого на основе ПХФ, с динамическим моментом инерции, также объяснено возникновение при высоких спинах неаксиальных октупольных мод и др.

Все же, несмотря на все достигнутые успехи, многочастичная проблема конечных Ферми-систем так и не решена до сих пор как из-за принципиальных теоретических, так и вычислительных трудностей. В связи с этим в диссертации развиваются квазиклассические подходы, позволяющие для определенного круга задач существенно упростить описание коллективной динамики многих частиц.

Эти подходы, основанные на методе оболочечных поправок Струтинского и развитые Пашкевичем и др. сотрудниками на случай вращения ядер, в том числе и на предложенном ими квазиклассическом решении задачи по классической теории возмущений Крэга, позволяют многие физические величины, такие как энергия, плотность одночастичных уровней, момент инерции и др. разделить на гладкую (усредненную) и флуктуирующую (оболочечную) части. Важный шаг в этом направлении был сделан Струтинским и Магнером, которые расширили квазиклассическую теорию Гуцвиллера на континуальные симметрии и явления бифуркации. В рамках такого обобщения получена в диссертации осциллирующая часть момента инерции с помощью мощной теории периодических орбит, не опирающейся на классическую теорию возмущений, а поэтому работающая тем лучше, чем больше число частиц в ядре при заданном его угловом моменте, а гладкий компонент простым образом был получен на основе приближения расширенного метода Томаса-Ферми.

Всем сказанным выше, определяется актуальность темы диссертационной работы.

Цель работы состоит в исследовании в рамках развиваемых феноменологических, микроскопических и квазиклассических подходов, поведения и свойств коллективных и квазичастичных возбуждений вращающихся ядер.

Основные задачи диссертационного исследования. Для выполнения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

- Развитие модели кориолисова смешивания высокоспиновых состояний, позволяющая простым образом включать в базис систему выстроенных полос и определять выстроенный угловой момент модельным методом, без обращения к процедуре экстраполяции Бора-Моттельсона, которая является неоднозначной процедурой и зависящей от параметризации остова;
- разработка комбинированной модели для описания состояний ядра с расщеплением по четности при низких и с выстраиванием углового момента при высоких вращательных энергиях возбуждения;
- развитие самосогласованного подхода для описания низколежащих коллективных состояний вокруг *yrast* линии путем восстановления нарушенных симметрий среднего поля, на основе приближения МПВ+ХФБ с модифицированным затравочным потенциалом Нильссона и привлечением ПХФ. При таком подходе учитываются эффективные нуклон-нуклонные взаимодействия, а деформированное среднее поле определяется самосогласованным образом;
- исследование вопроса возможного возникновения при высоких спинах сильных неаксиальных октупольных мод на основе предложенного модифицированного самосогласованного подхода;
- развитие подхода с учетом нейтрон-протонного спаривания на основе приближения МПВ+ХФБ;

- разработка аналитических методов вычисления осциллирующего оболочечного компонента момента инерции в рамках МПВ на основе квазиклассического обобщенного траекторного разложения Гудвиллера в теории периодических орбит.

Научная новизна работы заключается в следующем.

Основным полученным результатом является выявление свойств коллективных и квазичастичных степеней свободы и их взаимосвязей около *yrast* линии ядер, находящихся как в экстремальном состоянии – при высоких и сверхвысоких спинах, так и в адиабатическом приближении. Эти результаты были получены на основе развитых теоретических подходов и методов, позволяющих описывать ядерную вращательную динамику. В рамках исследования был рассмотрен ряд вопросов, представляющих значительный интерес, но ранее не рассматривавшихся:

1. Исследовано поведение выстроенных полос в ядрах из редкоземельной области, вплоть до самых высоких спинов. Показано, что их аномальное поведение при частотах, намного больших частоты пересечения, обусловлены появлением антивыстроенных состояний с отрицательными значениями головных энергий и выстроенных угловых моментов. Появление таких антивыстроенных состояний, с физической точки зрения, обусловлены возбуждениями частиц на восходящих орбиталях одночастичной схемы уровней при положительной деформации ядра.
2. Показано, что в этих ядрах резкое замедление $E2$ -переходов в области пересечения полос и появление ярко выраженного бэкбендинга в основной ротационной полосе обусловлены выстраиванием внутреннего углового момента.
3. Исследовано в тяжелых ядрах ($A \gg 200$) поведение и особенности энергии расщепления по четности в зависимости от угловой частоты вращения остова ядра до больших наблюдаемых спинов. Предложена процедура вычисления уменьшения такой энергии расщепления до отрицательного значения (инверсия знака четности в полосе

с чередующейся четностью) при высоких спинах, дополнительным включением в базис октупольных возбуждений и выстроенных состояний.

4. В области массовых чисел $A \sim 160$ исследовано поведение состояний отрицательной четности, имеющих двухквазичастичную природу, в зависимости от угловой частоты вращения ядра, при малых и больших спинах. Нелинейная зависимость таких полос от частоты вращения при малых спинах объяснена слабыми аксиальными октупольными корреляциями.
5. Показано, что в ядрах с $A \sim 160$, исчезновение во вращающейся системе (при $\omega_c \sim 0.35$ МэВ) γ -вибрационных возбуждений с положительной сигнатурой, приводит к бэкбендингу, что является альтернативным объяснением механизма его возникновения.
6. Объяснено, что в этих ядрах с увеличением частоты вращения, γ -вибрационные возбуждения с отрицательной сигнатурой ассоциируются с вобблинг-модами.
7. Предсказано и объяснено появление неаксиальных октупольных корреляций в ядрах с $A \sim 160$ (при $\omega \gtrsim 0.4$ МэВ), как результат слияния при больших спинах нижайших полос отрицательной четности с положительной и отрицательной сигнатурами, с *yrast* полосой.
8. В рамках квазиклассического приближения, основанном на обобщенном траекторном разложении Гуцвиллера в теории периодических орбит, не использующей классическую теорию возмущений, получены оболочечные поправки к моментам инерции конечных Ферми-систем. Показано, что они выражаются через оболочечные поправки к свободной энергии через твердотельный момент инерции статистически равновесного вращения ядра.
9. Для проверки и анализа квазиклассических результатов, предложено обобщение квантовомеханической формулы Зелевинского момента

инерции аксиального гармонического осциллятора при неадиабатическом вращении на случай конечных температур.

Научная ценность и практическая значимость.

Полученные в диссертации результаты и подходы могут быть использованы при дальнейших исследованиях различных вопросов как высокоспиновой ядерной физики, так и ядерной астрофизики, а также при исследовании оболочечных свойств динамических мезоскопических систем – металлических кластеров, квантовых точек и др.

На защиту выносятся следующие положения.

- Построена общая схема вычисления энергии уровней *yrast* и *yrare* состояний и приведенных вероятностей $\mathcal{B}(E\lambda)$ переходов вдоль соответствующих полос для различных областей массовых чисел с учетом кориолисова смешивания высокоспиновых состояний при выстраивании внутреннего углового момента. Объяснены и наглядно описаны особенности поведения энергии таких уровней в зависимости от угловой частоты вращения остова ядра ω_{rot} на предложенной $\epsilon(\omega_{rot})$ -диаграмме;
- предложен метод для вычисления энергии ядерных состояний с расщеплением по четности при низких энергиях и с выстраиванием углового момента ядра при высоких вращательных энергиях возбуждения;
- решение задачи при условии квазисамосогласования между остаточными взаимодействиями и феноменологическим средним полем, основанном на восстановлении нарушенных его симметрий;
- объяснение хорошего согласия вычисленных и экспериментальных значений полного углового момента $\langle I_1 \rangle \sim I$ и частотной зависимости кинематического момента инерции учетом в гамильтониане члена, восстанавливающего галилеевскую инвариантность;
- описание и объяснение усиленных приведенных вероятностей $\mathcal{B}(E1)$ и $\mathcal{B}(E3)$ переходов из нижайших фононных состояний на *yrast* со-

стояние при достаточно больших частотах вращения, $\omega \gtrsim 0.3$ МэВ, возникновением сильных неаксиальных октупольных корреляций в этой области;

- разработанная схема вычисления квазичастичных уровней нейтрон-протонным спариванием, позволяющая учитывать все возможные парные взаимодействия между нейтронными и протонными конфигурациями;
- оболочечный компонент момента инерции в квазиклассическом приближении, основанном на обобщенном траекторном разложении Гунцвиллера, при условии статистически равновесного вращения, определяется оболочечной поправкой к свободной энергии ядра через его твердотельное значение.

Апробация работы. Основные результаты исследований доложены на XLVI-XLVIII, LI, LIV, LV, LVII ежегодных международных конференциях по структуре атомного ядра и ядерной спектроскопии, I Евразийской конференции по ядерной физике и ее приложениям (23-27 октябрь, Измир, Турция, 2000 г.), на рабочем совещании "Коллективные возбуждения в ядрах и др. конечных Ферми-системах" (Дубна, 14-24 июня, 1999 г.), на международных конференциях "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy" (Kyiv, May 29-June 03, 2006; June 9-15, 2008), "Nuclear Structure and Related Topics" (Dubna, June 13-17, 2006; June 30-July 4, 2009), на 16 международном рабочем совещании *Superheavy and exotic nuclei*, Kazimierz Dolny, 23.09.09-27.09.09, Poland.

Отдельные части работы были доложены и обсуждены на семинарах кафедры физики ядра и элементарных частиц Карлова университета (г. Прага, Чехия, 2003-2006 г.г.), на объединенных семинарах ЛТФ ОИ-ЯИ (г. Дубна, 2007-2009 г.г.), в отделе теории ядра ИЯИ НАН Украины (г. Киев, 2006, 2007 г.г.), общегородском семинаре "Теория и компьютерное моделирование нелинейных и нестационарных процессов в физических средах" (Казанский гос. энергетический университет, октябрь, 2006 г.), а также на семинарах кафедры теоретической физики Казанского гос. пед.

университета. Работа в целом докладывалась на семинаре НИИЯФ МГУ (сентябрь, 2009 г.). По теме диссертации опубликованы 24 статьи, из них в международных и российских центральных реферируемых журналах 18 и сборниках трудов 6.

Личный вклад автора. Автором лично получены все основные результаты, представленные в диссертации. Постановка задач и формулировка выводов также принадлежат автору диссертационной работы.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, общих выводов по каждой главе и списка цитированной литературы из 205 наименований. Все вспомогательные формулы и детали вычислений приведены в приложениях в конце каждой главы. Диссертация содержит 290 страниц текста, 35 рисунков и 10 таблиц.

Содержание работы.

В первой главе диссертационной работы развита общая схема расчета энергии высокоспиновых ротационных полос с выстраиванием внутреннего углового момента. На основе такой схемы дано теоретическое описание приведенной вероятности $E2$ -переходов вдоль *yrast* линии. Обобщенная модель вращения апробирована на ядрах из редкоземельной области деформации с $N = 90$, а также на изотопах $^{122-130}\text{Ba}$ из области деформации с $A \sim 130$.

Разработанная схема расчета энергии высокоспиновых ротационных полос использует экспериментально известные энергии вращения ядер до больших спинов, измеренные только в *yrast* и *yrare* ротационных полосах. Для описания их достаточно ограничиться базисом состояний невозмущенных основной (*gr*), β и γ , вибрационных и выстроенных *sn* ($n = 1, 2$) полос. Энергетические особенности ядер с ростом угловой скорости вращения остова ω_{rot} , наглядно проявляются на предложенной нами ϵ -диаграмме. Эта диаграмма, в отличие от получившего широкое распространение диаграмм раусианов (зависимости энергии уровней от частоты вращения ядра), позволяет получать более наглядную и непосредственную информацию о процессах выстраивания и пересечения полос. Для иллюстрации мы привели на рис. 1 такую диаграмму для ядер

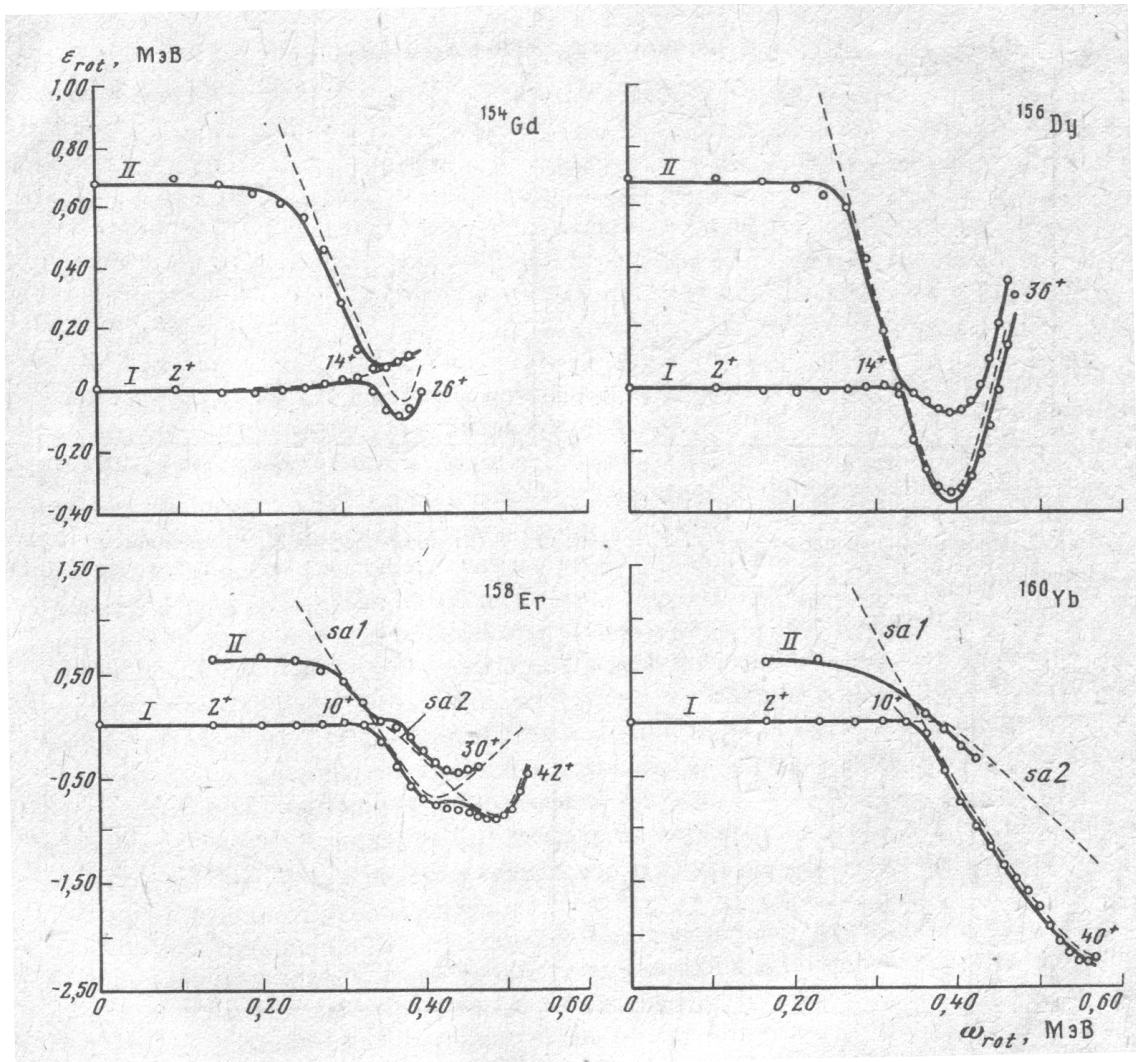


Рис. 1: Зависимость энергии уровней $\epsilon^I(\omega_{rot}) = E^I - E_{rot}(\omega_{rot})$ за вычетом энергии вращения остова $E_{rot}(\omega_{rot})$ от угловой скорости ω_{rot} (точки – эксперимент, сплошная кривая – расчет). Ротационные полосы: I – *yrast*, II – *yrare*. Штриховые кривые – комбинированные полосы.

из редкоземельной области ^{154}Gd , ^{156}Dy , ^{158}Er , ^{160}Yb , где выделяются отрезки горизонтальных прямых $\epsilon_{gr}^I = 0$ и $\epsilon_{vib}^I = E_{vib}^I$, которые соответствуют основной и вибрационным β , γ полосам без выстраивания. Наклонные прямые $\epsilon_{sn}^I(\omega_{rot} = E_{0s}^I - \omega_{rot}j_{0s})$ описывают состояния с выстроенным угловым моментом j_{0s} , определяемым наклоном. Из диаграммы видно, что процесс выстраивания происходит сначала в *yrare* полосе из-за пересечения γ и *s1* полос, а затем наблюдается выстраивание в *yrast* полосе с $j_{s1} \sim 10$ МэВ (которое имеет определенное значение для каждого из рассматриваемых ядер) при спинах $I^\pi = 16^+ - 18^+$. В продолжениях

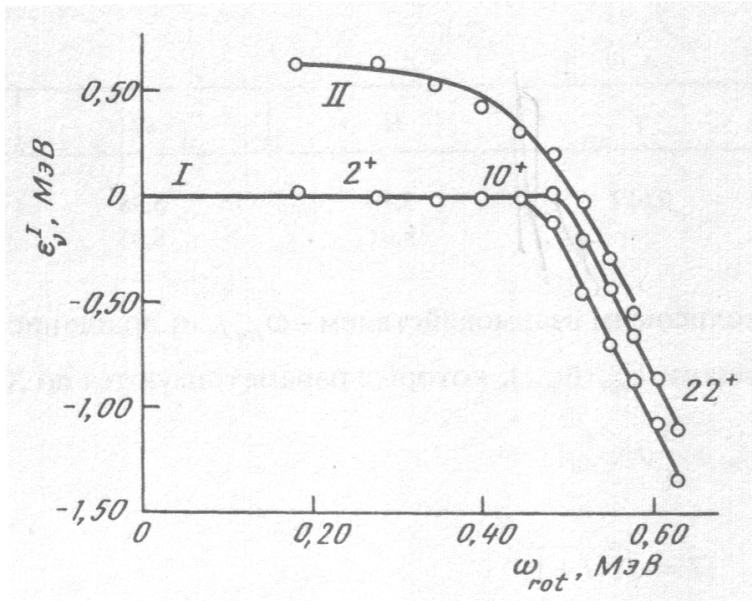


Рис. 2: Зависимость энергии уровней $\epsilon^I(\omega_{rot}) = E^I - E_{rot}(\omega_{rot})$ за вычетом энергии вращения остова $E_{rot}(\omega_{rot})$ от угловой скорости ω_{rot} для gr -полосы (I), и для γ -вибрационной полосы (II) для ядра ^{126}Ba .

$s1$ и $s2$ полос имеются аномалии – они изменяют наклон и приобретают природу антивыстроенных an ($n = 1, 2$) полос с отрицательными значениями головных энергий $E_{an} < 0$ и выстроенного момента $j_{0an} < 0$. Включение таких антивыстроенных полос в базис состояний приводит к появлению лишних решений, энергии которых оказываются ниже *yrast* линии. Для их устранения предлагается комбинировать такие an полосы с выстроенными sn полосами, учитывая кориолисово взаимодействие между ними и выбирая только одно физическое решение.

Отметим, что в случае ядер из сравнительно новой области деформации с $\mathcal{A} \sim 130$, характерной особенностью является расщепление основной ротационной полосы на две сильнозаселяемые ветви, образующее соответствующую "вилку" полос. Такое своеобразие энергетических особенностей деформированных ядер из данной области связано с их оболочечным строением, а именно с почти одновременным выстраиванием пары нейтронов и пары протонов из определенной $(h_{11/2})$ подоболочки. На рис. 2 показан пример ϵ -диаграммы для ядра ^{126}Ba . Адиабатический подход к вероятностям переходов в обобщенной модели, основан на факторизации волновой функции $D_{KM}^I(\omega)$, учитывающей вращение в про-

странстве коллективных переменных и функции $|\alpha(K)|$, зависящей от остальных "внутренних" координат. В данной работе мы развиваем подход на случай, когда эффекты, вызванные быстрым вращением, существенно изменяют вероятности переходов. Преимуществом нашего подхода является то, что моменты j пары нуклонов, участвующих в выстраивании, и значение выстроенного углового момента j_0 , получаются из условия наилучшего согласия расчетных энергий уровней с экспериментальными.

Как известно, ядра с $N = 90$ характеризуются увеличением при высоких спинах приведенных вероятностей $\mathcal{B}(E2)$ -переходов вдоль основной полосы, обусловленным изменениями параметров квадрупольного и спаривательного полей. Данная модель воспроизводит наблюдаемый на эксперименте резкий спад $\mathcal{B}(E2)$ при пересечении g и s полос, а общее поведение $\mathcal{B}(E2)$ до достаточно высоких спинов описывает, допуская изменения квадрупольного момента ядра при его вращении. Поэтому воспользовались известным выражением переходного квадрупольного момента Q_t , определяемого из $E2$ -переходов между уровнями ротационной полосы.

$$Q_t(I \rightarrow I - 2) = \sqrt{\frac{12}{5\pi}} Z e R_0^2 \beta \cos(30^\circ + \gamma). \quad (1)$$

Зависимость параметров деформации от угловой скорости вращения остава возьмем в простейшей форме:

$$\beta(I \rightarrow I - 2) = \beta_{20}(1 + b\omega^2(I)), \quad (2)$$

$$\gamma(I \rightarrow I - 2) = g\omega^2(I), \quad (3)$$

где

$$\omega^2(I) = \frac{\omega_{rot}^2(I) + \omega_{rot}^2(I - 2)}{2},$$

b и g – параметры, определяемые из условия оптимального согласия экспериментальных и теоретических значений приведенных вероятностей $E2$ -переходов, β_{20} – параметр статической квадрупольной деформации.

При такой параметризации деформации формы ядра удобно ввести величину

$$\sqrt{R(E2)} = \sqrt{\frac{\mathcal{B}(E2; I \rightarrow I - 2)}{\mathcal{B}_{rot}(E2; I \rightarrow I - 2)}},$$

выражающую отклонение приведенной вероятности $\mathcal{B}(E2; I \rightarrow I - 2)$ от адиабатического приближения $\mathcal{B}_{rot}(E2; I \rightarrow I - 2)$, в зависимости от квадрата среднего значения угловой скорости вращения остова ω_{rot}^2 .

Для иллюстрации на рис.3 представлен график зависимости

$$\sqrt{R(E2)} = \sqrt{\frac{\mathcal{B}(E2)}{\mathcal{B}_{rot}E(2)}} = f(\omega_{rot}^2(I))$$

для ядра ^{156}Dy . Из рисунка видно, что при значениях спина ниже пересечения полос наблюдается почти линейное возрастание величины $\sqrt{R(E2)}$, соответствующее такому росту параметра деформации β (например, на рис.4 показаны такие зависимости для ядер ^{156}Dy и ^{158}Er). В области же спинов, где наблюдается пересечение основной и выстроенной ротационных полос, эта величина резко уменьшается, после чего испытывает резкое возрастание и плавное уменьшение в выстроенных состояниях из-за появления γ -неаксиальности формы ядра. Такая закономерность поведения обнаружена во всех изученных нами ядрах. Необходимо отметить, что значения спинов, при которых наблюдается резкое уменьшение $\sqrt{R(E2)}$, должны совпадать со спинами, где возникает пересечение полос на энергетической $\epsilon^I(\omega_{rot})$ -диаграмме (рис.1). Однако в ядре ^{156}Dy обнаружено, что спад $\mathcal{B}(E2)$ происходит при $14^+ \rightarrow 12^+$, а область пересечения основной gr полосы с выстроенной $s1$ полосой соответствует спинам $I^\pi = 16^+ - 18^+$. Это связано, по нашему мнению, с тем, что при спине $I^\pi = 16^+$ имеются два близкорасположенных уровня, и достаточно незначительного изменения оптимальных значений параметров, чтобы привести их в соответствие.

Известно, что в ядрах, где наблюдаются сильные октупольные корреляции в основном состоянии, спектр системы состоит из дублетов по четности (чередующихся по четности полос), причем состояния с отрицательной четностью будут лежать выше по энергии по отношению к

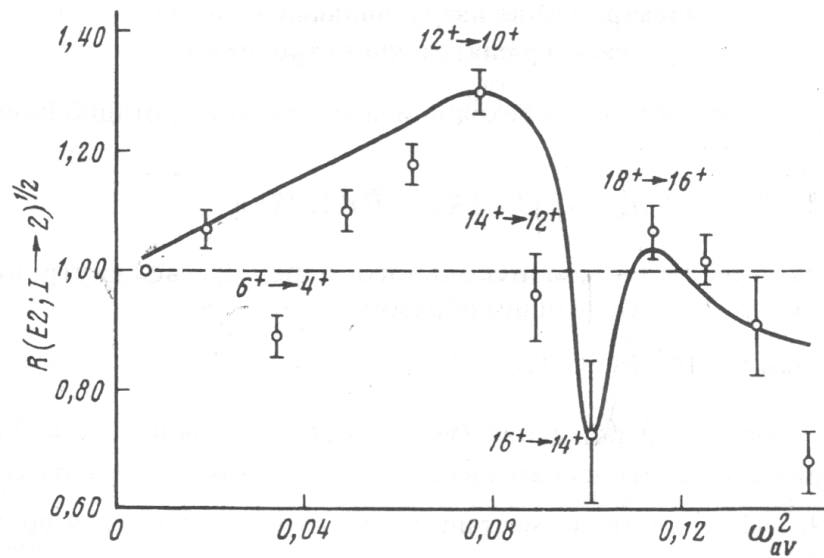


Рис. 3: Сравнение расчетных $R(E2)$ с экспериментальными для *yrast* полосы ядра ^{156}Dy

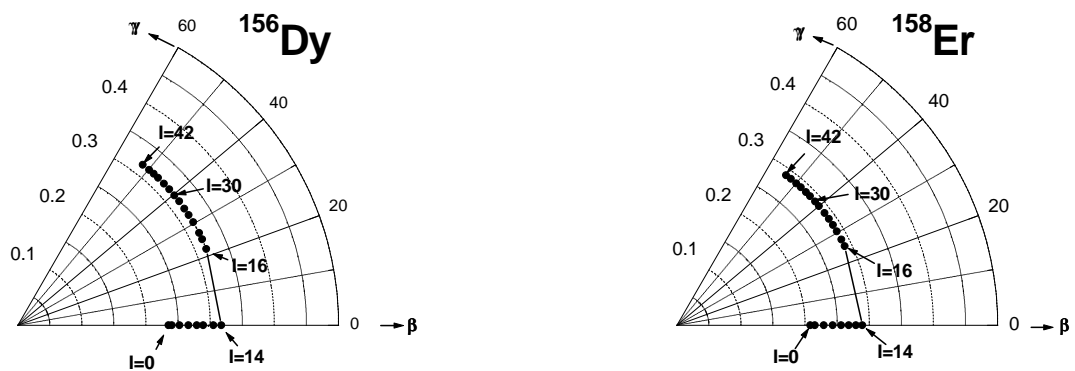


Рис. 4: Зависимости β и γ деформаций от частоты вращения.

состояниям с положительной четностью. Это известно как явление расщепления ротационной полосы по четности, главной причиной которого является туннельный эффект с его зависимостью от высоты потенциального барьера.

Энергетический интервал между уровнями дублета по четности определяется частотой туннелирования. Такая задача была решена ранее Джолосом и фон Brentано в квазиклассическом приближении, и получена формула для энергии расщепления по четности

$$E_d^I = \Delta E_0 \exp\left(\frac{-AI(I+1)}{1 + BE_{\text{rot}}^I}\right), \quad (4)$$

где ΔE_0 – энергия расщепления при спине $I = 0$, параметр A связан с адиабатическим моментом инерции, B – описывает неадиабатический эффект его изменения из-за увеличения энергии вращения E_{rot}^I , параметризуемой по Харрису. Эта формула показывает, что энергия расщепления по четности экспоненциально убывает со спином, и как показано Р.В. Джолосом, хорошо согласуются с экспериментальными данными до определенных угловых моментов.

Однако при больших частотах начинает проявляться линейная зависимость энергии расщепления от угловой скорости вращения, благодаря возникновению состояний с выстраиванием углового момента. К тому же, последние экспериментальные данные по легким изотопам из актинидной области показывают, что энергия расщепления по четности может убывать с угловым моментом даже до отрицательного значения, которое экспоненциальная функция не в состоянии описать.

Поэтому **во второй главе** диссертации предлагается комбинированная модель (модель кориолисова смешивания состояний+модель одномерных октупольных колебаний) для описания состояний ядра с расщеплением по четности при низких энергиях и с выстраиванием углового момента при высоких энергиях возбуждения. Для исследования зависимости такой энергии расщепления от угловой скорости вращения ядра, предложена процедура проведения численных расчетов, дополнительным учетом в базисе октупольных и выстроенных состояний. Во избе-

жание проблем, возникающих в связи с неоднозначностью параметризации остова ядра, мы ограничились рассмотрением только деформированных ядер, энергии ротационных уровней которых с большой точностью описываются формулами Харриса. В этом случае для их сравнения с теоретическим выражением (4) удобно определить экспериментальные энергии расщепления,

$$E_d^I = E_{\text{exp}}^I - E_{\text{rot}}^I,$$

где E_{exp}^I – экспериментальные энергии ротационных уровней ядра.

Такое сравнение теоретических значений энергии расщепления по четности с экспериментальными было проведено нами для ядер $^{224-228}\text{Ra}$, $^{226-228}\text{Th}$ и $^{230-238}\text{U}$ на рис.5. Как видно из рисунка, в ядре ^{224}Ra энергия расщепления при высоких спинах принимает отрицательные значения порядка 10 кэВ. При подгонке этих энергий экспоненциальной функцией мы прибавили такого порядка величину к экспериментальным значениям энергии расщепления, а затем ее вычитали из расчетных значений. Ядра же $^{230,232}\text{Th}$, имеют слишком длинные ротационные полосы, которые при высоких спинах отличаются от экспоненциальной зависимости, что указывает на новые явления при высоких спинах вращения таких спинов происходит тенденция к выстраиванию угловых моментов нуклонов из подболочки, расположенной на поверхности Ферми. Вычисление энергии состояний отрицательной четности для этих тяжелых изотопов проводилось в несколько этапов:

- на первом этапе были подогнаны энергии основной ротационной полосы с помощью формул Харриса и по критерию χ^2 определены инерциальные параметры: J_0 – момент инерции и J_1 – параметр неадиабатичности;

- на следующем этапе, подгоняя рассчитанные по формуле (4) энергии к экспериментальным энергиям низкоспиновой части ротационных полос отрицательной четности, были определены параметры явления расщепления по четности ΔE_0 , A и B . Значения выстроенного углового момента *yrast* полосы для последних ядер оказались очень малыми и близкими: $j_0 = 2.4\hbar$ для ^{230}Th и $j_0 = 2.3\hbar$ для ^{232}Th . Поэтому бэкбен-

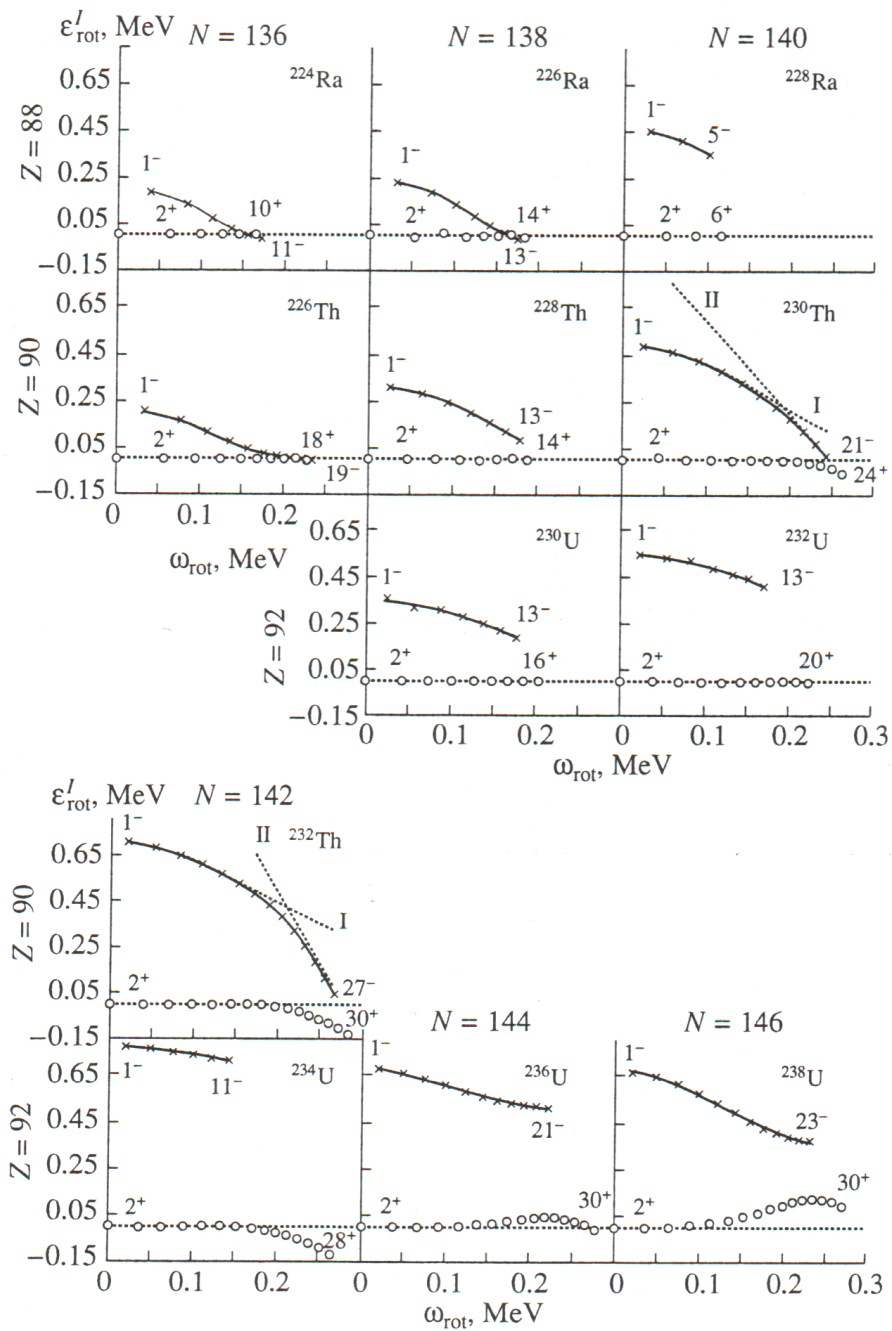


Рис. 5: Сравнение теоретических (сплошные кривые) и экспериментальных ("крестики") значений энергий расщепления по четности в зависимости от угловой скорости вращения остова ядра ω_{rot} для ядер $^{224-228}\text{Ra}$, $^{226-232}\text{Th}$ и $^{230-238}\text{U}$.

динг в тяжелых актинидах не проявляется, т.к. при большом значении момента инерции этих ядер выстроенный угловой момент относительно мал.

Величина энергии расщепления по четности ΔE_0 понижается в ядрах с числом нейтронов $N = 134, 136$ из-за усиления октупольных корреляций нуклонов и возможного существования стабильной октупольной деформации в этих ядрах. Инерционный параметр A как коллективная величина характеризуется монотонным изменением с ростом числа нейтронов. Параметр B имеет схожее с ΔE_0 поведение, т.к. связан с энергией вращения остова при не слишком больших спинах.

При более высоких спинах в состояниях отрицательной четности происходят процессы, при которых угловой момент выстраивания не остается постоянным. Такие процессы описываем на основе кориолисова смешивания двух выстроенных полос с разными угловыми моментами, которое приводит к выражению, аналогичному (4).

Отметим, что при высоких энергиях возбуждения состояний отрицательной четности уже не являются коллективными, а имеют двухчастичную природу и разность энергии между этими состояниями и состояниями основной ротационной полосы, которую также будем для простоты называть энергией расщепления по четности, имеет иную закономерность, отличную от экспоненциальной.

В таких ядрах при высоких спинах становится преобладающим из всех неадиабатических эффектов явление кориолисова выстраивания и энергия расщепления по четности линейно убывает. Поэтому во второй части этой главы модифицируется ротационная модель, развитая в первой главе, с учетом октуполь-октупольных взаимодействий, играющих определенную роль и в низкоспиновой части спектра ядер области $A \sim 170$. При изучении вопросов, связанных с выстраиванием в этих ядрах, ограничились базисом состояний из сферической подоболочки с наибольшим угловым моментом вблизи уровня Ферми. По аналогии с моделью изолированного j -уровня, состояния отрицательной четности можно рассматривать тогда как результат расщепления определенного

мультиплета $(j_1, j_2)_{JM}$ двух нуклонов из сферической подболочки из-за квадруполь-квадрупольных и кориолисовых взаимодействий (здесь полный угловой момент $J = 3 \div 10$). Для рассмотренных нами четно-четных изотопов гафния, будем рассматривать их как состояния, основанные на двухчастичных состояниях мультиплета $\nu(i_{13/2}h_{7/2})_J$. Диагонализация матрицы энергии при каждом значении спина I приводит к смешиванию базисных состояний с угловым моментом $J \leq I$. При четных спинах I смешиваются состояния с $J = 4, 6, 8, 10$, а при нечетных спинах - состояния с $J = 3, 5, 7, 9$.

Результаты расчетов также были представлены на предложенной $\epsilon^I(\omega_{rot})$ - диаграмме. При этом во всех изотопах $^{162-170}\text{Hf}$ наблюдалось линейное убывание энергетического интервала между состояниями с четными и нечетными спинами отрицательной четности, формируя впоследствии полосу с чередующейся последовательностью четных и нечетных спинов. При самых высоких спинах ($I^\pi \geq 24^+$) такие состояния образуют основное состояние этого ядра.

Третья глава посвящена исследованию условий самосогласования остаточных взаимодействий с феноменологическим средним полем, на основе восстановления нарушенных симметрий спин-орбитальными силами. При этом решаем уравнения ХФБ с модифицированным затравочным потенциалом Нильссона в рамках МПВ. Эти решения затем используем для вычисления коллективных вибрационных мод в приближении случайных фаз, устраняя ложные (духовые) состояния в физическом решении.

При каждом значении частоты вращения ядра ω (с некоторым шагом) среди решений уравнений ПХФ имеются два ложных решения с положительной ($r = +1$) сигнатурой. Одна из этих мод связана с сохранением проекции I_1 полного углового момента, а другая - со средним значением оператора количества частиц $\hat{\mathcal{N}}$. В случае отрицательной сигнатуры $r = -1$, такие решения с энергиями $\hbar\Omega_\nu = 0$ ($\nu = \text{yrast}, \beta, \gamma, \dots$) связаны с проекциями I_2 и I_3 оператора полного момента \hat{I} . Эти требования позволяют нам определять значение константы квадрупольного

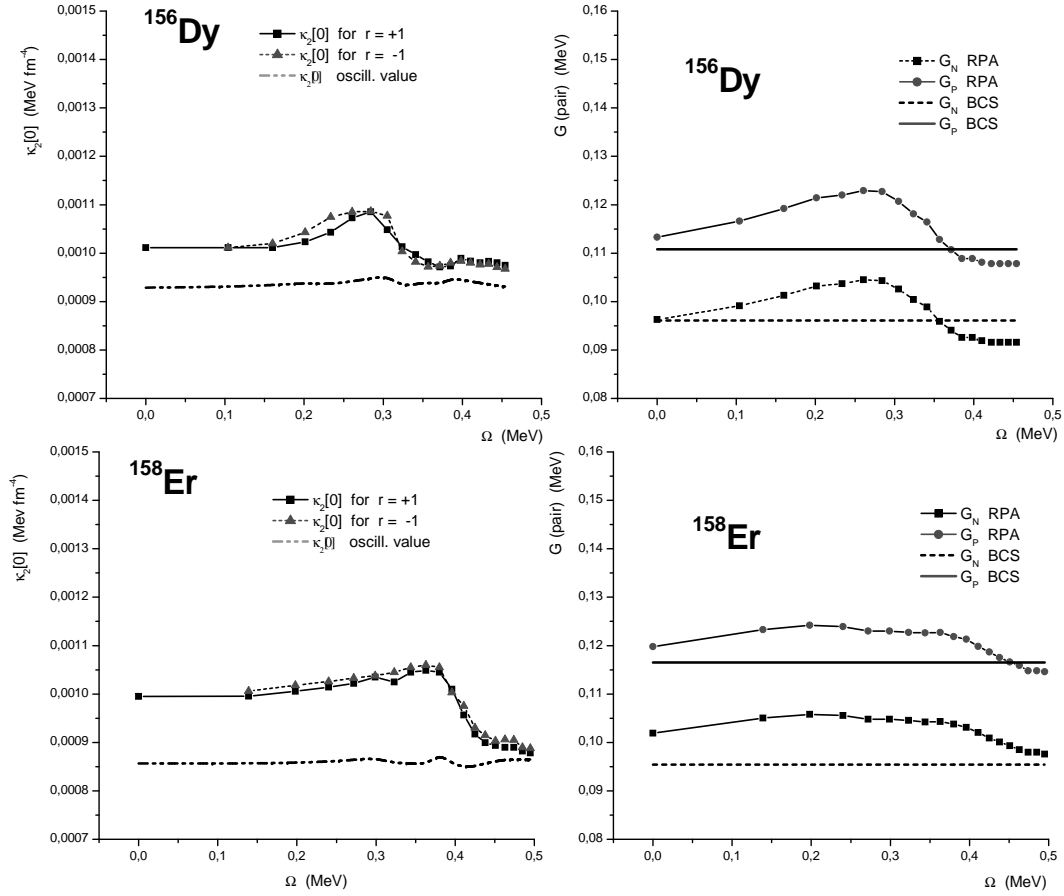


Рис. 6: Значения констант квадрупольного k и монопольного G_τ ($\tau = n, p$) спариваний.

спаривания $k_2[0]$ и значения констант монопольного спариваний G_n, G_p самосогласованным образом. Результаты, полученные с помощью таких требований, представлены на рис.6 с помощью аббревиатуры ”RPA” для ядер ^{156}Dy и ^{158}Er .

В рассмотренных нами ядрах из редкоземельной области нижайшие возбужденные полосы представляют собой β и γ вибрационные полосы. Решения, полученные в рамках ПХФ+МПВ, представлены на рис.7 для ядер ^{156}Dy и ^{158}Er . Как видно из рисунка, эти решения находятся в хорошем соответствии с экспериментальными данными вплоть до высоких значений ω . Однако следующие собственные значения раусианов экспериментально известны лишь при малых ω , которые тем не менее также находятся в хорошем соответствии с рассчитанными в ПХФ. Рисунок показывает, что пересечение γ - вибрационной с gr полосой происходит при $\omega \sim 0.32$ МэВ для обоих ядер и это пересечение вызывает

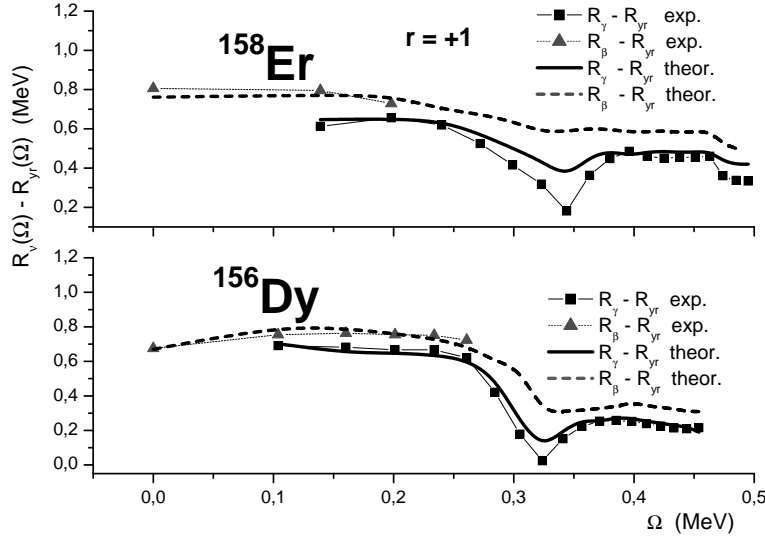


Рис. 7: Сравнение вычисленных значений на основе ПХФ раусианов (жирные линии) положительной сигнатуры с экспериментальными (тонкие линии с треугольниками и квадратами) в зависимости от частоты вращения ω .

бэкбендинг.

На рис. 8 показаны такие нижайшие значения с $r = -1$, имеющие энергии $R_{I_y I_z}(\omega) - R_{yr}(\omega) = \hbar \Omega_{I_y I_z}$ и которые связаны с ложными модами ($I_y \equiv I_2, I_z \equiv I_3$). Соответственно экспериментальным значениям энергии, следующие после ложных мод, возбужденные полосы должны соответствовать полосам с нечетными значениями спина I (при нижайших и умеренных ω). При высоких же значениях ω следующие возбужденные уровни могут быть интерпретированы как вобблинг моды. Рисунок показывает, что уровни с нечетными I также находятся в хорошем соответствии с результатами ПХФ.

В четвертой главе рассматриваем сильные октупольные корреляции, возникающие при больших частотах вращения ядра ω , с помощью метода, развитого в предыдущей главе, основанного на самосогласованных решениях кренкинг модели с потенциалом Нильсона и сепарабельными остаточными взаимодействиями. Двухчастичный сепарабельный потенциал включает квадруполь-квадрупольное+монополь-монопольное+спин-спиновые сепарабельные взаимодействия для состояний положительной четности и диполь-дипольные+октуполь-октупольные взаимодействия – для полос отрицательной четности. Все мультиполь-

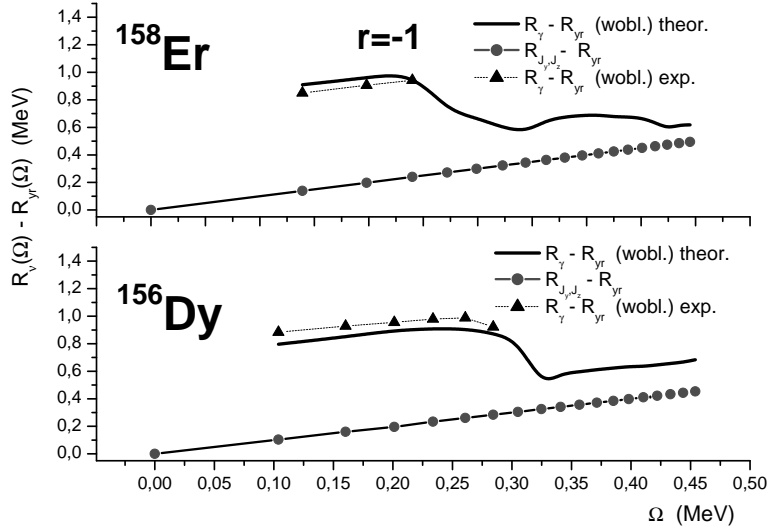


Рис. 8: То же, что и на рис.7, для состояний с отрицательной сигнатурой

ные и спин-мультипольные поля имеют "хорошие" квантовые числа - изоспин \mathcal{T} и сигнатуру $r = \pm 1$.

Экспериментальные данные по энергиям уровней $E_\nu(I)$ для всех наблюдаемых ротационных полос нами были взяты из Брукхейвенского архива NUDAT. К примеру, для ядра ^{162}Yb имеются шесть наблюдаемых ротационных полос, которые пронумерованы как 1 (gr), 2(β), 3(γ), ..., 6. Полоса 4 относится к $(\pi, \alpha) = (+, 0)$ сектору с положительными четностью (π) и сигнатурой ($\alpha = 0$). Один уровень с $I=3$ для γ полосы (3) относится к $(\pi, \alpha) = (+, 1)$ сектору с положительной четностью и отрицательной сигнатурой. Ротационная полоса 5 принадлежит к $(-, 1)$ сектору, а ротационная полоса 6 – к $(-, 0)$ сектору. Значение в точке пересечения ротационной полосы 4 с основной (gr) полосой составляет $\omega = 0.265$ МэВ и при $\omega > 0.265$ МэВ эта полоса становится *yrast* полосой. Изменение структуры *yrast* полосы при таком ω может быть ассоциировано с проявлением бэкбендинга (см. рис. 9, где сравниваются экспериментальные значения кинематического и динамического моментов инерций с теоретическими). Отметим, что теоретически вычисленное значение ω_c точки перехода в триаксиальную форму, находится в хорошем согласии с указанным выше экспериментальным значением. Здесь важно подчеркнуть, что хорошее согласование моментов инерций с экспериментальными, было получено благодаря учету в гамильтониане

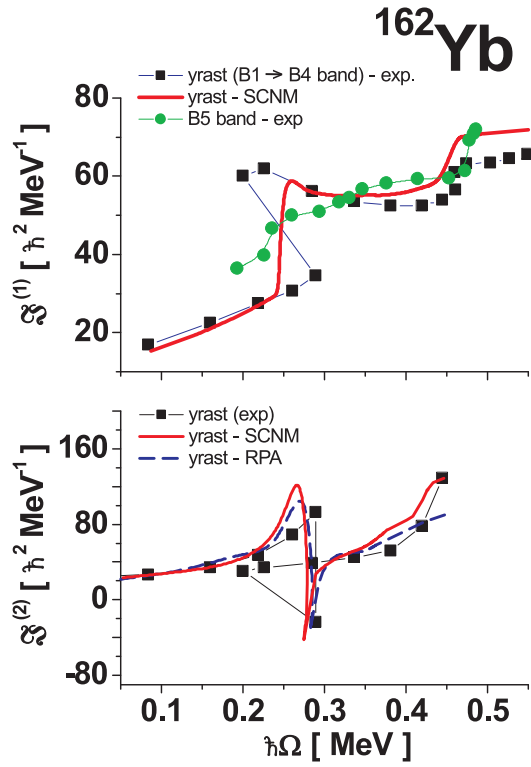


Рис. 9: Кинематический $\mathfrak{S}_1^{(1)}(\omega) = \langle \hat{J}_x \rangle / \omega$ (сверху) и динамический $\mathfrak{S}_1^{(2)}(\omega)$ (снизу) моменты инерций *yrast* полосы (сплошные линии, в единицах \hbar^2/MeV) сравниваются с соответствующими экспериментальными значениями для ядра ^{162}Yb (темные квадратики соединенные тонкими линиями). Прерывистой линией обозначены значения момента инерции Таулеса-Валатина, вычисленные в рамках ПХФ (Кружочками на верхнем рисунке приведены экспериментальные значения кинематического момента инерции нижашей полосы отрицательной четности)

добавочного члена h_{add} , восстанавливающего галилеевскую инвариантность.

Возникновение же сильных октупольных корреляций экспериментально можно наблюдать при $\omega \geq 0.45$ МэВ: полосы отрицательной четности (5 и 6) сильно опускаются по сравнению с основной полосой. Исчезновение энергетического интервала между нижайшими полосами (см. рис. 10), имеющие отрицательную четность и сигнатуру, и основной ротационной полосой при больших частотах вращения, указывают на возникновение октупольной деформации в *yrast* состоянии. При дальнейшем возрастании частоты вращения, наблюдается слияние таких полос ($\pi=-$, $r=-$) с основной ($\pi=+$, $r=+$) полосой, т.е. происходит формирование идеальной ротационной полосы с чередующейся четностью состояний с по-

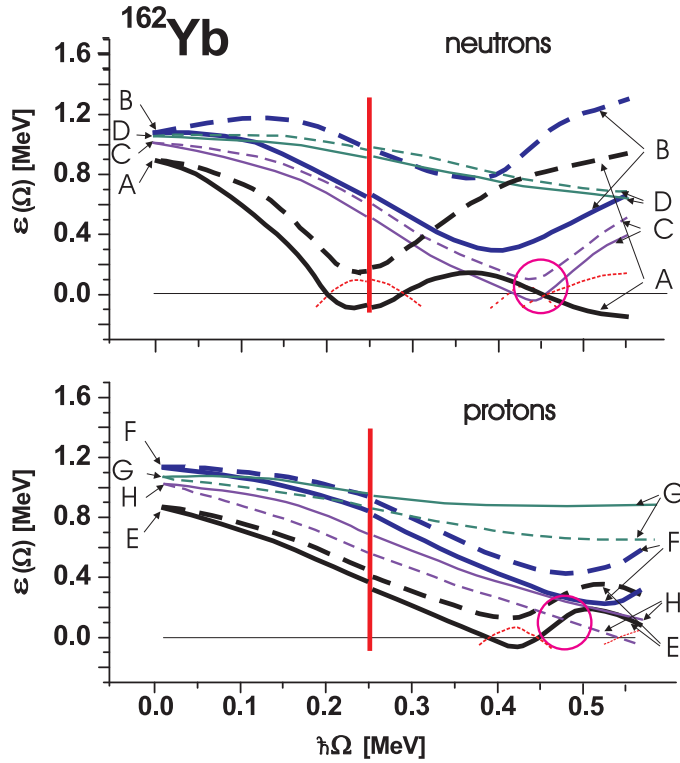


Рис. 10: Нижайшие квазинейтронные и квазипротонные энергии ядра ^{162}Yb в зависимости от частоты вращения ω . Кривые, соответствующие положительной сигнатуре, соединены сплошной линией, отрицательной – прерывистой. При $\omega = 0$ уровни A , B , C , D на верхней части рисунка соответствуют нейтронным состояниям соответственно $3/2[651]$ (подоболочка $i_{13/2}$), $1/2[660]$ (подоболочка $i_{13/2}$), $3/2[521]$ (подоболочка $h_{9/2}$), $5/2[521]$ (подоболочка $f_{7/2}$). Уровни E , F , G , H на нижней части рисунка соответствуют протонным состояниям соответственно $7/2[523]$ (подоболочка $h_{11/2}$), $9/2[514]$ (подоболочка $h_{11/2}$), $5/2[402]$ (подоболочка $d_{5/2}$), $7/2[404]$ (подоболочка $g_{7/2}$). Вертикальной линией указана точка перехода от аксиальной формы деформации к неаксиальной. В области пересечения квазичастичных орбиталей положительной и отрицательной четности (они обозначены кругами в обоих рисунках) происходят сильные октупольные корреляции.

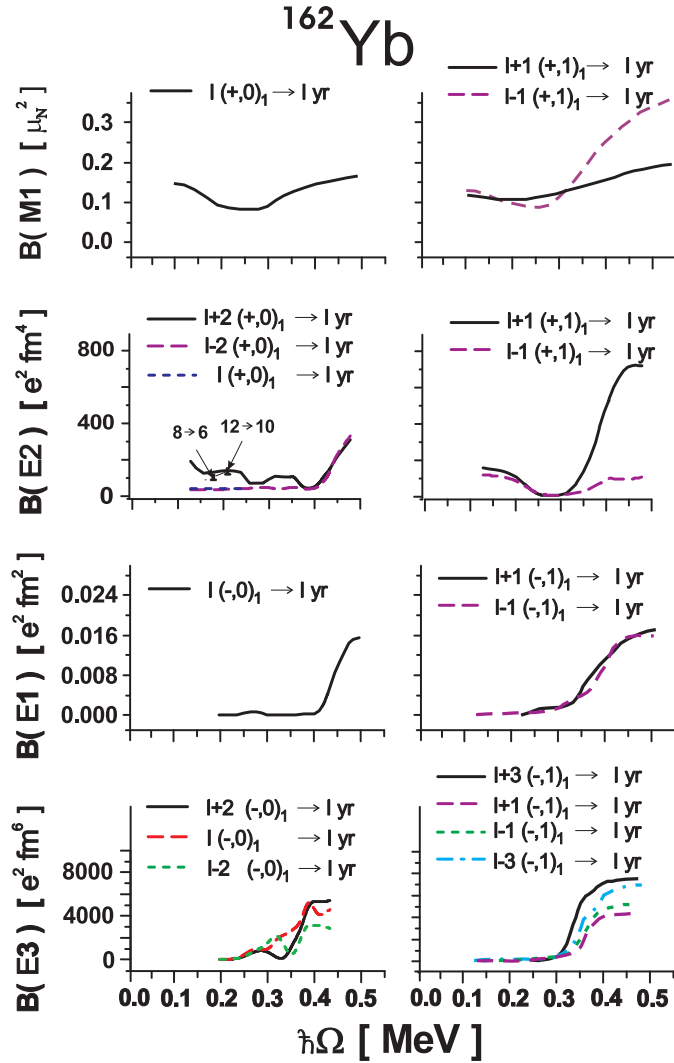


Рис. 11: Приведенные вероятности $\mathcal{B}(E2)$, $\mathcal{B}(E1)$ и $\mathcal{B}(E3)$ переходов из нижайших однофононных полос к *yrast* линии в ядре ^{162}Yb . Возбужденные состояния с угловыми моментами I характеризуются четностью $\pi = \pm$ и сигнатурой $\alpha = 0, 1$ (или, что эквивалентно, соответственно как $r = +1, -1$). Слева (справа) указаны переходы с четными (с нечетными) значениями ΔI из нижайших состояний положительной (отрицательной) сигнатуры, т.е. из состояний с $\alpha = 0(1)$.

ложительным симплексом $\sigma = \pi r = +1$. Этот процесс сопровождается (при $\omega \geq 0.3$ МэВ) сильным увеличением $E1$ и $E3$ переходов из нижайших фононных состояний на *yrast* состояние, убедительно указывая на возникновение сильных октупольных корреляций в этой области (рис. 11). Отсюда также можно предположить, что такая сильная коллективизация низколежащих состояний отрицательной четности, указывает на переход ядра с квадрупольно деформированной формы на квадрупольно-октупольную форму.

В заключительной части **четвертой главы** в рамках самосогласованного подхода МПВ+ХФБ, исследованы нейтрон-протонные корреляции в ядрах с $A \sim 70$. Анализ полученных результатов показывает, что при больших частотах (при $\omega \gtrsim 0.5$ МэВ) нейтрон-протонные корреляции наиболее сильно сказываются в четно-четных ядрах с $Z = N$ и $Z = N \pm 2$ и проявляются в том, что соответствующие квазичастичные уровни практически совпадают. В рассмотренных нами четно-четных ядрах $n - p$ взаимодействие приводит также к более плавному бэкбендингу и к некоторому смещению его появления в область больших частот.

В пятой главе развиваются аналитические методы вычисления моментов инерции конечных Ферми-систем и получены оболочечные поправки к ним с помощью квазиклассической теории, основанной на траекторном разложении Гуцвиллера и не использующей классическую теорию возмущений. Показано, что при статистически равновесном вращении, когда момент инерции совпадает с твердотельным, его оболочечные компоненты выражаются через оболочечные поправки к свободной энергии ядра в адиабатическом приближении. В случае среднего поля в виде гармонического осциллятора эти соотношения становятся точными. В неадиабатическом случае предложено обобщение кватомеханической формулы Зелевинского для момента инерции аксиально-симметричного гармонического осциллятора на случай конечных температур. Аналитически показано, что момент инерции МПВ можно понимать в обобщенном смысле, выходящим за рамки квантовой теории возмущения, как имеющий правильный сферический предел выстраивания индивидуаль-

ных угловых моментов нуклонов. Такой предел получен также независимым методом, не использующим квантовую теорию возмущений. Отметим, что рассматриваемое обобщение особенно важно для решения задач физики высоких спинов в случаях, когда можно сомневаться в применимости квантовых критериев теории возмущений.

Вычисления оболочечных поправок к свободной энергии δF и моменту инерции $\delta\Theta_x$, для поперечного и $\delta\Theta_z$ для продольного (выстраивания вдоль оси симметрии z) вращения ядер в адиабатическом приближении, проведены при нескольких значениях критических деформаций $\eta = \Omega_\perp/\Omega_z$ для гармонического осциллятора с частотами $\Omega_\perp = \Omega_x = \Omega_y$ и Ω_z ($\Omega_\perp^2 \Omega_z = \Omega_0^3$, $\hbar\Omega_0 = 40/\mathcal{A}^{1/3}$ МэВ). В квазиклассическом приближении в случае статистически равновесного вращения показано, что все эти оболочечные компоненты пропорциональны $\delta\Theta_x \propto \delta\Theta_x \propto \delta F$. На рис. 12 показаны оболочечные поправки $\delta\Theta_x$ к моменту инерции Θ_x при $\eta = 1$ (сферический случай), в случае малой деформации $\eta = 1.2$ и супердеформации $\eta = 2$ при двух температурах ($T = 0.1$ и $T = 0.2\hbar\Omega_0$). Как видно из рисунка, квазиклассические расчеты (SCL) хорошо согласуются с квантовыми (QM), выполненными по методу оболочечных поправок Струтинского, при всех деформациях, особенно точно для $\eta = 1$ и 2 . В сферическом случае $\eta = 1$ имеем вклады только от наиболее вырожденных семейств 3-х мерных (3D) периодических орбит (п.о.) в потенциале гармонического осциллятора, а при значении $\eta = 6/5$ преимущественный вклад дают экваториальные (EQ) п.о. меньшего вырождения. Их вклады убывают обратно пропорционально квадрату времени движения частицы вдоль орбиты $t_{p.o.}$, намного большему в этом случае для 3D п.о., чем для EQ орбиты. Однако, из рис. 12 можно увидеть некоторые слабые флуктуации благодаря интерференционным эффектам между EQ и 3D кривыми, которые в точке бифуркации $\eta = 2$ существенно усиливаются. Из нижней панели рисунка видно, что такие модуляции амплитуд осцилляций EQ орбит с частотой обращения частицы Ω_{EQ} , превышающем частоту Ω_{3D} для 3D п.о. в два раза, обусловлены EQ орбитами. Такие частоты движения вдоль 3D и EQ п.о. определяют пе-

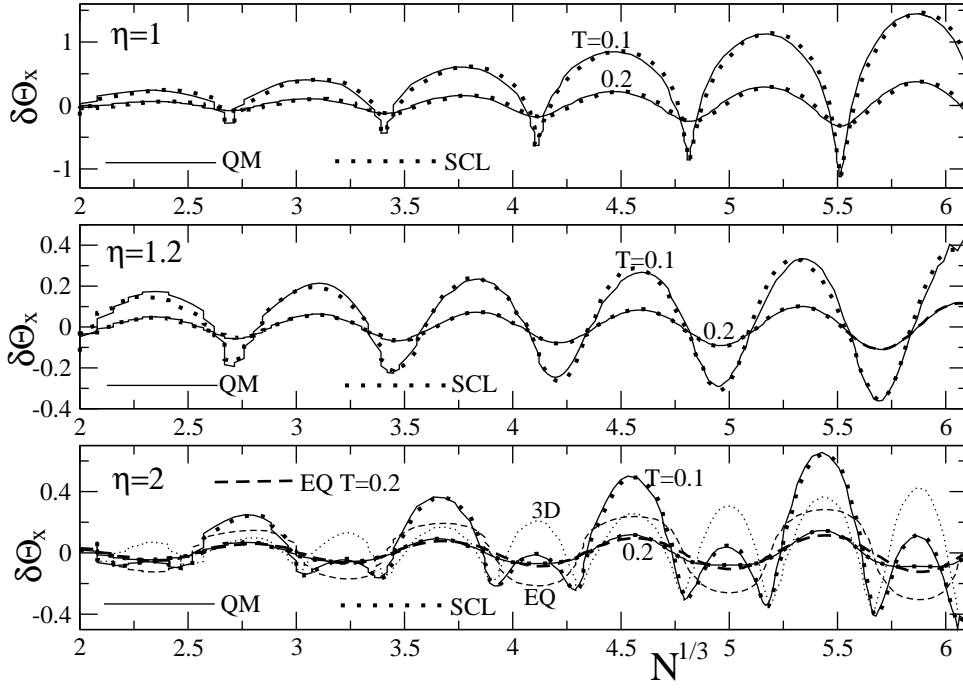


Рис. 12: Оболочечные поправки к моментам инерции $\delta\Theta_x$ коллективного вращения для гармонического осциллятора (в ед. \hbar/Ω_0) в зависимости от числа частиц $N^{1/3}$, при температурах $T = 0.1$ и $T = 0.2\hbar\Omega_0$; 3D (частые точки) показывают вклады 3D орбит; EQ (штриховые, частые при $T = 0.1\hbar\Omega_0$, а жирные для $T = 0.2\hbar\Omega_0$) представляют вклады от EQ орбит. Сплошные линии (QM) – квантовомеханический, а точки (SCL) – квазиклассический расчеты.

риоды $\hbar\Omega_{EQ}$ и $\hbar\Omega_{3D}$ соответствующих 3D и EQ вкладов в оболочечные поправки к моменту инерции $\delta\Theta_x$. Видно также, что с увеличением температуры происходит экспоненциальное уменьшение $\delta\Theta_x$, которое является следствием температурного фактора $Q(t_{p.o.}T/\hbar) \sim \exp(-\pi T t_{p.o.}/\hbar)$ асимптотически при больших температурах T . Исчезновение оболочечных эффектов в $\delta\Theta_x$ происходит примерно при критической температуре $T_{cr} = \hbar\Omega_{EQ}/\pi$, аналогично как в оболочечных поправках к свободной энергии δF . Вклад EQ п.о. в $\delta\Theta_x$ становится доминирующим при температурах $T \sim T_{cr} = 0.2\hbar\Omega_0 \approx 8/A^{1/3}$ MeV ~ 1.4 МэВ для ядер с $A \sim 200$, что также является следствием того же температурного фактора $Q(t_{p.o.}T/\hbar)$.

На рис. 13 при тех же критических значениях деформации представлены квантовые расчеты момента инерции Θ_x (QM), его среднего

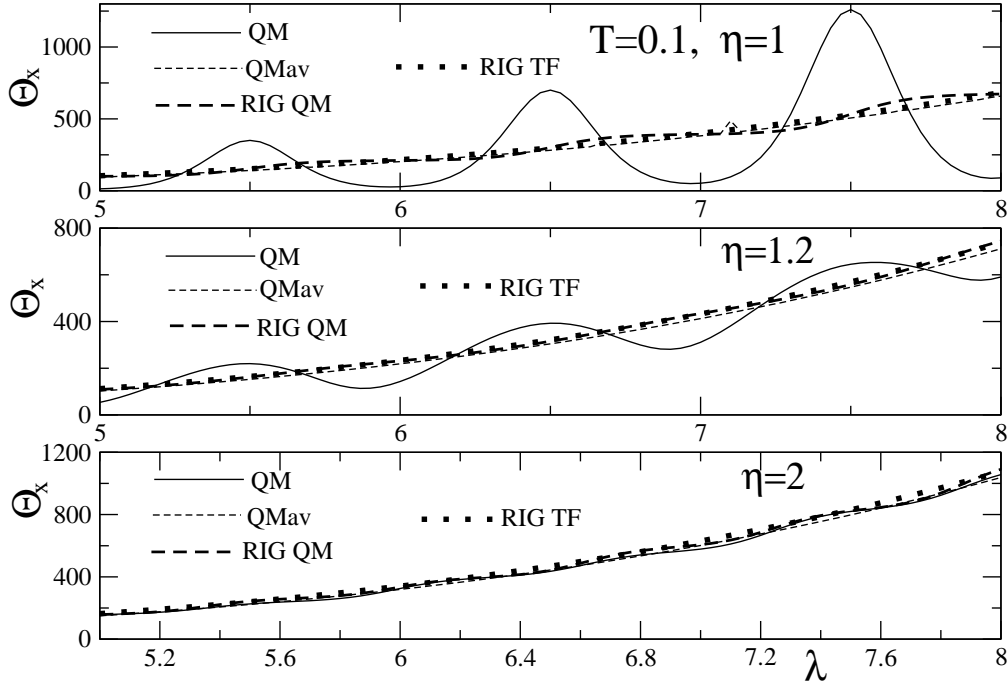


Рис. 13: Момент инерции Θ_x (QM), его усредненная часть $\tilde{\Theta}_x$ (QMav) и твердотельное значение Θ_x^{rig} как функции химического потенциала λ в тех же осцилляторных единицах для критических значений деформаций $\eta = 1, 1.2$ и $\eta = 2$ при температуре $T = 0.1\hbar\Omega_0$; RIG TF – томас-фермиевское приближение.

$\tilde{\Theta}$ (QMav) неравновесного и твердотельного значения Θ_x^{rig} равновесного вращения. Величина Θ_x^{rig} выражается через квантовомеханическую плотность числа частиц $\rho(\mathbf{r})$, включающую оболочечные поправки $\delta\rho(\mathbf{r})$ благодаря неоднородности уровней энергии около поверхности Ферми. Гладкое томас-фермиевское приближение (RIG TF) почти совпадает с усредненным значением $\tilde{\Theta}$. Однако амплитуды осцилляций неравновесного момента инерции Θ_x относительно среднего $\tilde{\Theta}$, намного больше оболочечного компонента твердотельной величины Θ_x^{rig} для равновесного вращения, по сравнению с гладким томас-фермиевским приближением (см. рис. 12 и 13). Подчеркнем, таким образом, важность условия статистического равновесия, рассматриваемого в литературе как условие самосогласования.

Основные результаты диссертации

1. Результаты расчетов в рамках модели кориолисова смешивания высокоспиновых полос и ее модификаций (1,2 главы) в наглядном виде

представлены с помощью предложенной $\epsilon^I(\omega_{rot})$ – диаграммы, где отложены энергии уровней E^I , с вычетом энергии вращения остова E_{rot} , в зависимости от угловой скорости вращения остова ω_{rot} . На этой диаграмме, в отличие от получившего широкое распространение диаграмм рауссианов, процессы пересечения полос и особенности поведения энергии уровней приобретают более простой вид. Здесь выделяются отрезки горизонтальных прямых, $\epsilon_{gr}^I(\omega_{rot}) = 0$ и $\epsilon_{vib}^I(\omega_{rot}) = E_{vib}^I$, соответствующие основной, β и γ вибрационным полосам, а также отрезки наклонных прямых $\epsilon_s^I(\omega_{rot}) = E_{0s}^I - \omega_{rot}j_{0s}$, описывающие полосы с головной энергией E_{0s} и выстроенным угловым моментом $j_{0s} = -d\epsilon_s^I/d\omega_{rot}$, определяемым наклоном прямой. Для описания энергий уровней при более высоких спинах ($I > 10^+ - 12^+$), где проявляются нерегулярности, связанные с пересечением gr и $s1$ полос, вводится выстроенная $s1$ полоса с энергией $E_s^I = E_{0s}^I + E_{rot}^I(\omega_{rot}) - \omega_{rot}j_{0s}$, где E_{0s} –энергия головного уровня s полосы, $j_{0s} = \langle IMjs | \hat{j}_x | IMjs \rangle$ –выстроенный угловой момент. Изменение значения j_{0s1} от ядра к ядру происходит так, что согласуется с предполагаемой структурой ее состояния: выстроенная $s1$ полоса в ядрах с $N=90$ обусловлена двухквазичастичным возбуждением нейтронной подболочки $i_{13/2}$.

Поведение энергий уровней в ядрах с $N=90$ при высоких спинах легко объясняется антивыстроенными полосами с отрицательными значениями головных энергий $E_{0an} < 0$ и выстроенных угловых моментов $j_{0an} < 0$. Для устранения при этом лишних решений предложена комбинированная sa полоса, вводя кориолисово взаимодействие между ними, обусловленное величиной j_{as} , в которой полоса является продолжением s полосы. Получено аналитическое выражение для энергии такой комбинированной полосы, отвечающее одному физическому решению.

2. В ядрах актинидной области, полоса отрицательной четности при высоких спинах проявляет выстраивание (или антивыстраивание) углового момента, если $grast$ полоса имеет такой же характер выстра-

ивания. Обе эти полосы с разными четностями в ядре с октупольной деформацией имеют близкую внутреннюю природу и их можно рассматривать как одну объединенную полосу с чередующейся четностью.

3. Обеспечение самосогласованности между остаточными взаимодействиями и феноменологическим средним полем, путем восстановления нарушенных симметрий среднего поля, позволяет определять значения констант мультиполь-мультипольного взаимодействия k_2 и констант спаривания G_n и G_p . Значения k_2 в зависимости от частоты вращения ядра ω , полученные в рамках ПХФ, оказываются весьма чувствительными к аномальным структурным изменениям состояний ядра при значениях частот, где происходит бэкбендинг.
4. В ядрах $\mathcal{A} \sim 160$ резкое увеличение приведенных вероятностей переходов $\mathcal{B}(E1)$ и $\mathcal{B}(E3)$ из нижайших фононных состояний на *yrast* состояние при $\omega \gtrsim 0.3$ МэВ, указывает на возникновение сильных неаксиальных октупольных корреляций в этой области.
5. Квазиклассическая теория, основанная на общем траекторном разложении Гуцвиллера для одночастичной функции Грина частицы в среднем поле, распространяется в рамках МПВ в адиабатическом приближении, без использования ограничений классической теории возмущений Крэга, на случай коллективного вращения Ферми системы вокруг оси, перпендикулярной к оси симметрии. При этом получено квазиклассическое выражение для оболочечного компонента к моменту инерции коллективного вращения через оболочечную поправку к свободной энергии ядра в виде разложения по периодическим орбитам в потенциальной яме. Показано экспоненциальное уменьшение оболочечных поправок к моменту инерции с ростом температуры T при таком же критическом значении $T_{cr} \sim \hbar\omega_0/\pi$, как и в свободной энергии ядра.

Список опубликованных работ

- A1** Сафаров Р.Х., Сафаров Р.Р., Ситдиков А.С. Энергия высокоспиновых ротационных уровней и радиационные переходы ядра ^{156}Dy в рамках феноменологической модели //Изв. РАН, сер. физ. 1996. т.60. с1. с. 66.
- A2** Сафаров Р.Х., Сафаров Р.Р., Ситдиков А.С. Расщепление основной ротационной полосы в спектре ^{126}Ba //Изв. РАН, сер. физ. 1997. т.61. с1. с. 166.
- A3** Сафаров Р.Х., Ситдиков А.С. Выстроенный угловой момент ветвей расщепления основной ротационной полосы ядер четных изотопов Ba //Изв. РАН, сер. физ. 1998. т.62. с1. с. 161-171.
- A4** Сафаров Р.Х., Ситдиков А.С. Выстроенный угловой момент высокоспиновых состояний ядер с $N = 90$ //Изв. РАН, сер. физ. 1999. т.63. с1. с. 168.
- A4** Сафаров А.Х., Сафаров Р.Х., Ситдиков А.С. Расщепление по четности в ядрах с октупольными корреляциями и выстраиванием углового момента //ЯФ. 2001. т.61. с.1496.
- A5** Ситдиков А.С. Природа ядерных коллективных мод отрицательной четности //Труды XIII Международного летнего школы-семинара по современным проблемам теоретической и математической физики. Казань, 2001. с.165.
- A6** Ситдиков А.С. Особенности расщепления по четности в легких актинидах //Труды XIII Международного летнего школы-семинара по современным проблемам теоретической и математической физики. Казань, 2001. с.202.
- A7** Kvasil J., Nazmitdinov R.G., Sitdikov A.S. Collective excitations and backbending phenomenon in ^{156}Dy //ЯФ. 2004. т.67. с.165.
- A8** Квасил Я., Ситдиков А.С., Миндубаева Л.М. Микроскопическое описание проявления бекбендинга и анализ вибрационных возбуждений

//Труды XV Международного летнего школы-семинара по современным проблемам теоретической и математической физики. Казань, 2004. с.20.

- A9** Ситдииков А.С., Сафаров Р.Х., Квасил Я. Влияние октупольных взаимодействий на поведение состояний отрицательной четности при малых спинах //ЯФ. 2006. т.69. с.2046.
- A10** Ситдииков А.С., Сафаров Р.Х., Квасил Я. Влияние выстраивания на высокоспиновые состояния положительной и отрицательной четности ядра ^{162}Yb //Изв. РАН, сер. физ. 2006. т.70. е1. с. 1564.
- A11** Сафаров А.Р., Сафаров Р.Х., Ситдииков А.С., Расимгиль Р. Двукратная инверсия знака четности в ротационной полосе с чередующейся четностью //Изв. РАН, сер. физ. 2006. т.70. е1. с. 1586.
- A12** Ситдииков А.С., Никитин А.С. Инверсия четности спинов в полосе отрицательной четности ядра ^{168}Hf //В сб. "Новейшие проблемы теории поля."2006. Казань, изд-о Казанского университета, т.5, стр.216-225
- A13** Kvasil J., Nazmitdinov R.G., Sitdikov A.S., Vesely. Octupole excitations at high spins in $A \sim 160$ nuclei //ЯФ. 2007. т.70. с.1431.
- A14** Магнер А.Г., Ситдииков А.С., Гжебинский А. Semiclassical inertia for nuclear collective rotation //Nuclear Physics and Atomic Energy. 2007. v.1. p.17.
- A15** Ситдииков А.С., Никитин А.С., Хамзин А.А. Ротационные свойства ядер с $N \sim Z$ при наличии нейтрон-протонных корреляций //ЯФ. 2008. т.71. с. 1.
- A16** Ситдииков А.С., Хамзин А.А., Никитин А.С., Николаева Н.В. Поведение квазичастичных уровней с учетом нейтрон-протонных корреляций в рамках МПВ+ХФБ приближении //Изв. РАН. сер. физ. 2008. т.72. с. 883.

- A17 Sitdikov A.S., Nikitin A.S., Lukmanov A.A. Collective and quasiparticle characteristics of ^{74}Rb at moderate spins with including neutron-proton pairing//Proceedings of the 2-nd International conference "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy," Kyiv, 2008. p.129.
- A18 Magner A.G., Gzhebinsky A., Sitdikov A.S. Semiclassical shell-structure energies in finite heated Fermi systems //Annual Reports Kyiv Institute for nuclear research of Nat. Acad. Sci. of Ukraine. 2009. p.20.
- A19 Magner A.G., Sitdikov A.S., Khamzin A.A., Bartel J., Gzhebinsky A. Semiclassical shell-structure energies in finite heated Fermi systems //Nuclear Physics and Atomic Energy. 2009. v.10. p.239.
- A20 Magner A.G., Sitdikov A.S., Khamzin A.A., Bartel J., Gzhebinsky A. Semiclassical shell structure of moments of inertia in deformed Fermi systems //International Journal of Modern Physics E. 2010. v. p.735.
- A21 Magner A.G., Sitdikov A.S., Khamzin A.A., Bartel J., Gzhebinsky A. Semiclassical shell structure moments of inertia in heated Fermi systems //Proceedings of the International conference "Nuclear structure and related topics" Dubna, 2010. p.299.
- A22 Magner A.G., Sitdikov A.S., Khamzin A.A., Bartel J., Gzhebinsky A. Semiclassical shell structure of moments of inertia for equilibrium rotation of simple fermi system// ЯФ. 2010. v.73. p.1442.
- A23 Magner A.G., Sitdikov A.S., Khamzin A.A., Bartel J. Semiclassical shell structure in rotating fermi-systems //Phys.Rev.C81, 2010,p.064302-1-20.
- A24 Никитин А.С., Хамзин А.А., Ситдиков А.С., Лукманов А.А. Кинематические моменты инерции ядер с $A=74$ с учетом нейтрон-протонных взаимодействий//Изв. РАН, 2010, Т.74, с. 900.

Подписано к печати 30.09.2010

Гарнитура "Times"

Тираж 100 экз.

Вид печать РОМ

Усл. печ. л. 2.25

Заказ № 3920

Формат 60x84/16

Бумага офсетная

Уч.- изд. л. 2.1

Типография КГЭУ

420066, Казань, Красносельская, 51