



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

У-757

4-95-436

На правах рукописи
УДК 539.142/143

УСМАНОВ
Пазлитдин Нуритдинович

ЭФФЕКТЫ НЕАДИАБАТИЧНОСТИ
КОЛЛЕКТИВНОГО ДВИЖЕНИЯ
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Специальность: 01.04.16 — физика ядра и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 1995

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова Объединенного института ядерных исследований и физическом факультете Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

Официальные оппоненты:

Доктор физико-математических наук	В.Г.Калинников
Доктор физико-математических наук	С.П.Камерджиев
Доктор физико-математических наук	А.Г.Магнер

Ведущая организация - Научно-исследовательский институт *физики* Санкт - Петербургского университета

Научные консультанты -
доктор физико-математических наук, профессор В.Г.Соловьев

доктор физико-математических наук, профессор И.Н.Михайлов

Защита диссертации состоится "7" "02" 1996 г. в 16 час

на заседании Специализированного совета Д047.01.01 при Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

Автореферат разослан "30" "12" 1995 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Специализированного совета
кандидат физико-математических наук

В.И.Журавлев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

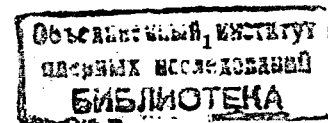
Актуальность темы. Адиабатическая модель ядра, предложенная Бором и Мотельсоном и являющаяся представителем феноменологического направления, сыграла большую роль при изучении свойств деформированных ядер. Согласно этой модели низкие возбужденные состояния четно-четных деформированных ядер связаны с вращением аксиально-симметричного ядра как целого. Ряд других, более высоколежащих возбужденных состояний трактуются как колебания ядерной поверхности. Такая простая феноменологическая трактовка позволила описать большое число экспериментальных фактов, относящихся к деформированным ядрам и предсказать ряд новых свойств этих ядер.

Прогресс экспериментальной ядерной физики, связанный с совершенствованием ускорительной техники и методов детектирования, модернизацией обработки получаемых данных, обусловил появление качественно новой экспериментальной информации, касающейся низкоспиновой и высокоспиновой части спектра, электромагнитных свойств короткоживущих состояний и данных по β - распаду.

Последние данные экспериментов четко указывают на наличие отклонения от правил адиабатической теории. Существенные отклонения от правил адиабатической теории наблюдаются в спектре энергий ротационных полос возбужденных состояний и ветвлении электромагнитных переходов между состояниями ротационных полос. Предсказания адиабатической теории нередко отличаются на сотни процентов или даже на порядки величины от данных эксперимента. Эти отклонения, как правило, не поддаются описанию в нижайших порядках теории возмущений по параметрам кориолисовой связи полос.

Интерес к исследованию свойств деформированных ядер особенно повысился в последние годы в связи с открытием новой коллективной изовекторной магнитной дипольной моды. Измеренные значения энергий возбужденных состояний таких мод свидетельствуют о том, что они расположены не очень высоко в спектре возбужденных состояний и учет смешивания состояний изовекторных магнитных мод с низколежащими состояниями может привести к существенным неадиабатичностям электромагнитных характеристик состояний низколежащих полос.

Отклонения от адиабатической теории при больших спинах $I \geq 16$ определяются, в



основном, выстраиванием внутренних угловых моментов квазичастичной природы. В области умеренных спинов описание неадиабатических эффектов возможно в рамках моделей, в которых рассматривается смешивание состояний, имеющих относительно небольшую энергию возбуждения. Учет связи коллективных полос в рамках подобных моделей проводился многими авторами. Однако, достаточно полное и адекватное имеющимся в настоящее время экспериментальным данным рассмотрение проблемы в опубликованной другими авторами литературе отсутствует.

В этой связи актуальным является поиск феноменологических и микроскопических подходов, способных описать спектральные и распадные характеристики состояний ядер в широком диапазоне энергии возбуждения и углового момента.

Целью работы является разработка методов и моделей ядер, предназначенных для изучения на их основе неадиабатичности проявляющейся в энергиях и электромагнитных характеристиках возбужденных состояний четно-четных деформированных ядер, проведение систематического исследования и последовательная теоретическая интерпретация экспериментально наблюдаемых свойств низколежащих состояний и анализ структуры волновых функций вращательных уровней, выяснение роли состояний M1-резонанса в задаче смешивания состояний с разными внутренними конфигурациями и предсказания возможного проявления M1-возбуждения в радионуклидах деформированной области.

Научная новизна и практическая ценность работы.

В диссертации создан, обоснован и проверен на практических задачах ряд методов и моделей, предназначенных для описания свойств основной и возбужденных состояний положительной и отрицательной четностей четно-четных деформированных ядер. Продемонстрированы предсказательные возможности методов и моделей.

-Разработана феноменологическая модель, рассматривающая кориолисово смешивание ротационных полос и позволяющая описать спектр энергий и электромагнитные характеристики низколежащих состояний, используя одинаковые для всех смешивающихся адиабатических полос основные параметры (момент инерции и внутренний квадрупольный момент).

-Важным вкладом в теорию ядра является микроскопическое описание неадиабатичности E2-переходов между состояниями вращательных полос, выполненное в

рамках RPA с точным выделением духовых примесей, вызванных нарушением ротационной инвариантности Гамильтониана.

-Предложен новый усовершенствованный вариант двухроторной модели, где учет внутренних состояний протонной и нейтронной подсистем привел к предсказанию существования возбуждений "гигантского углового резонанса" (ГУР) над состояниями, имеющими разные внутренние конфигурации. Данный вариант модели развит с использованием формализма Фешбаха разделения пространства состояний на два подпространства и в такой схеме получены замкнутые формулы для приведенных вероятностей электромагнитных переходов. Изучен спектр системы и показано, что в ядрах с большим избытком нейтронов эффекты связи вращения ядра как целого и относительные перемещения нейтронной и протонной компонент приводят к сильным перенормировкам момента инерции ядра, а также магнитных моментов состояний разных полос.

-Предложен оригинальный метод определения момента инерции остова и выстроенного углового момента по данным о спектре энергии состояний отрицательной четности, искаженном взаимодействием Кориолиса.

-Впервые из экспериментальных данных о вероятности дипольных электрических переходов определены эмпирические значения м.э. оператора тороидального момента, генерирующего дипольные γ -переходы. Выполнен расчет для энергетической взвешенной суммы сил E1-переходов и оценен вклад в правила сумм от тороидального момента.

Используемые в диссертации модели и методы открыли возможность последовательного учета эффектов смешивания ротационных полос в четно-четных деформированных ядрах, что в частности, позволило: 1) описать аномальные поведения величин приведенных вероятностей E0, E1, E2, E3 и M1-переходов, а также g_R -фактора с ростом полного спина ядра; 2) предсказать ряд новых характеристик возбужденных состояний ядра; 3) получить не только количественную информацию о явлениях, рассматриваемых в "традиционных" моделях, но и предложить поиск новых явлений, которые как правило ускользают от внимания в современных моделях, в частности, определить вклад дипольного тороидального момента в м.э. E1-перехода.

Апробация диссертации. Результаты, представляемые в диссертации, неод-

нократно докладывались и обсуждались на семинарах Лаборатории теоретической физики и Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, Института ядерной физики АН РУз, Института ядерных исследований Национальной АН Украины, Научно-исследовательского института физики Санкт-Петербургского университета, Физико-энергетического института РАН (г.Обнинск), а также на Комитетах по структуре ядра при учном Совете ОИЯИ по физике низких энергий, на X-всесоюзной школе по ядерной физике (Ташкент, Хумсан, 1983г.), на III-международной школе по ядерной физике (Киев, 1992г.), Международной конференции по ядерной структуре и ядерным реакциям при низких и промежуточных энергиях (Дубна, 1992г.), Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра (Дубна, 1994г.), 33-44 Международных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на тематическом семинаре "Ядерная динамика в низко-энергетических процессах" (Наманган, 1986г.).

Публикации. По результатам диссертации опубликована 21 работа, список которых прилагается в конце автореферата.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, общим объемом 305 страниц, содержит 67 рисунков и 56 таблиц. Список литературы включает 276 библиографических наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дано краткое обсуждение проблем, связанных с описанием низколежащих состояний четно-четных деформированных ядер, в которых наблюдаются сильные отклонения от правил адиабатической теории в спектре энергий и электромагнитных переходах. Формулируется цель и объекты исследований, кратко излагается содержание диссертации.

В первой главе диссертации изучены свойства состояний положительной четности четно-четных деформированных ядер. Предложена феноменологическая модель, в которой рассматривается корiolисово смешивание состояний основной (g), β ($K^\pi=0^+$), γ ($K^\pi=2^+$) и $K^\pi=1^+$ -полос.

Гамильтониан ядра имеет следующий вид:

$$H_{K,K'} = H_{int} - \omega_{rot}(I) * (j_x)_{K,K'\pm 1} + H_{rot} \delta_{K,K'}, \quad (1)$$

$$H_{int} = \sum_K w_K b_K^\dagger b_K, \quad (2)$$

где w_K - головная энергия вращательной полосы; b_K^\dagger и b_K - фоновые операторы, которые характеризуются квантовым числом K - проекцией углового момента на ось симметрии ядра; $(j_x)_{K,K'}$ - матричный элемент, описывающий корiolисово смешивание вращательных полос.

Энергия вращающегося остова $E_{rot}(I)$ определяется, используя параметризацию Харриса:

$$E_{rot}(I) = \frac{1}{2} J_0 \omega_{rot}^2(I) + \frac{3}{4} J_1 \omega_{rot}^4(I), \quad (3)$$

где J_0 и J_1 - инерционные параметры остова, которые определяются используя энергию основной полосы. При этом для угловой частоты $\omega_{rot}(I)$ можно написать следующую формулу:

$$\omega_{rot}(I) = \left\{ \frac{\tilde{I}}{2J_1} + \left[\left(\frac{J_0}{3J_1} \right)^3 + \left(\frac{\tilde{I}}{2J_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{3}} + \left\{ \frac{\tilde{I}}{2J_1} - \left[\left(\frac{J_0}{3J_1} \right)^3 + \left(\frac{\tilde{I}}{2J_1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{3}}, \quad (4)$$

где $\tilde{I} = \sqrt{I(I+1)}$.

В рамках модели получены общие выражения для приведенных вероятностей квадрупольных, монополюных электрических и дипольных магнитных переходов с учетом смешивания компонент с разными внутренними возбуждениями. Показано, что присутствие $K^\pi = 1^+$ компонент в волновых функциях вибрационных состояний приводит к M1-переходам из них на состояния основной полосы.

Проведены численные расчеты для ядер ^{232}Th , $^{164,166,168,170}\text{Er}$, $^{156,158,160,162,164}\text{Dy}$ и ^{156}Gd . Описаны энергии низколежащих состояний положительной четности. В базисные состояния гамильтониана модели были включены для $^{160,162}\text{Dy}$ по три, для ^{164}Dy семь и для ^{156}Gd десять $K^\pi=1^+$ полос, которые известны из эксперимента. При этом для всех смешивающиеся адиабатических полос используются одинаковые параметры остова. В такой схеме большие, чем у основной полосы, эффективные моменты инерции β - и γ -полос объяснены более интенсивным смешиванием этих полос с $K^\pi=1^+$ полосами, по сравнению с другими полосами.

Вычислены вероятности E2-переходов из β - и γ -вибрационных полос на уровни

основной полосы, а также переходы между состояниями каждой из полос:

$$B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} e Q_0 \left[\psi_{K_f, K_i}^{I_f} \psi_{K_f, K_i}^{I_i} C_{I_i, 0; 20}^{I_f, 0} + \sum_n \psi_{K_n, K_f}^{I_f} \psi_{K_n, K_i}^{I_i} C_{I_i, K_n; 20}^{I_f, K_n} \right] + \sqrt{2} \left[\psi_{K_f, K_f}^{I_f} \sum_n \frac{(-)^{K_n} m_{K_n} \psi_{K_n, K_i}^{I_i} C_{I_i, K_n; 2-K_n}^{I_f, 0}}{\sqrt{1+\delta_{K_n, 0}}} + \psi_{K_f, K_i}^{I_f} \sum_n \frac{m_{K_n} \psi_{K_n, K_f}^{I_i} C_{I_i, 0; 2K_n}^{I_f, K_n}}{\sqrt{1+\delta_{K_n, 0}}} \right] \right\}^2 \quad (5)$$

В формуле (5) Q_0 - внутренний квадрупольный момент ядра, $\psi_{K_f, K_i}^{I_f}$ - амплитуды смешивания базисных состояний и $m_K = \langle 0^+_{gr} | m(E2) | K^+ \rangle$ - внутренние м.э. между основной и возбужденными состояниями $K^\pi = 0^+, 2^+$ и 1^+ .

В табл.1 даны вычисленные значения отношений приведенных вероятностей E2-переходов из γ -полосы для $^{160, 162, 164}\text{Dy}$, которые сравниваются с экспериментальными значениями $R_{JK}^{\text{эксп}}$, а также со значениями R_{JK}^A , вычисленными по адиабатической теории. Наиболее сильные отклонения от правила Алаги наблюдаются для отношений R_{JK} из состояний β -полосы. Это объясняется тем, что β -состояния оказываются менее коллективными, чем γ -состояния, и малая γ -компонента в волновых функциях β -полосы приводит к существенным отклонениям от адиабатической теории. Модель качественно и количественно описывает все экспериментально известные значения $R_{JK}^{\text{эксп}}$ рассматриваемых ядер. Неадиабатичность, проявляющаяся в отношениях E2-переходов R_{JK} из вибрационных полос, объяснена смешиванием состояний низлежащих полос через $K^\pi=1^+$ полосами. В изотопах Eг удалось описать, экспериментально известные отношения R_{JK} , одним набором параметров в мультипольном операторе для всех изотопов.

Вычислены приведенные вероятности M1-переходов из β - и γ -полос. Экспериментально обычно исследуются коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ и имеется достаточно богатый экспериментальный материал как по $B(E2)$ -факторам, так и по $B(M1)$ -факторам для переходов из состояний γ -полосы в деформированных ядрах редкоземельной области, запрещенный в адиабатическом приближении по числу K. Вычисленные значения δ качественно согласуются с экспериментом. Показывается, что значения коэффициентов смешивания $\delta(E2/M1)$ для переходов из состояний γ -полосы имеют отрицательный знак для изотопов $^{164, 166, 168, 170}\text{Eg}$, $^{162, 164}\text{Dy}$ и положительный знак для ^{160}Dy . С ростом углового момента коэффициент δ уменьшается по абсолютной величине.

Таблица 1

Отношения приведенных вероятностей E2-переходов

$$B(E2; I\gamma \rightarrow I_1 gr) / B(E2; I\gamma \rightarrow I_2 gr)$$

I	I ₁	I ₂	¹⁶⁰ Dy		¹⁶² Dy		¹⁶⁴ Dy		АЛАГА
			эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	
2	0	2	0.58 (6)	0.59	0.56 (2)	0.58	0.55 (3)	0.55	0.7
3	2	4	1.5 (2)	1.64	1.61 (7)	1.58	1.35 (15)	1.33	2.5
4	2	4	0.22 (4)	0.23	0.20 (1)	0.21	0.30 (4)	0.19	0.34
5	4	6	0.83 (14)	0.93	0.92 (6)	0.87	0.5	0.69	1.75
6	4	6	0.17 (5)	0.15	0.16 (3)	0.13	0.22 (2)	0.10	0.27
2	4	2	0.06 (1)	0.08	0.07 (1)	0.08	0.11 (1)	0.08	0.05

Таблица 2

Характеристики E0-переходов между возбужденными состояниями ^{156}Gd

$I^\pi K_\nu$	$E_{ур}$ кэВ	E_γ кэВ	$X_I (E0/E2)$			$B(E2) \times 10^{-4}$ $e^2 b^2$	
			эксп.	теор.	адиаб.	теор.	адиаб.
$0^+ 0_2$	1049	1049	0.23 (1)	0.23	0.23	144	144
$2^+ 0_2$	1258	1168	0.19 (5)	0.240	0.762	130	41
$4^+ 0_2$	1298	1010	0.20 (4)	0.091	0.838	277	37
$6^+ 0_2$	1540	956	0.18 (8)	0.071	0.855	318	37
$8^+ 0_2$	1848	883	0.05-0.08	0.065	0.862	331	36
$10^+ 0_2$	2220	804	0.06 (3)	0.061	0.865	335	36
$0^+ 0_3$	1168	1168	0.031 (13)	0.031	0.031	169	169
$2^+ 0_3$	1258	1169	0.017 (9)	0.096	0.105	45	48
$4^+ 0_3$	1462	1174	0.036 (4)	0.057	0.115	60	44
$6^+ 0_3$	1766	1181	-	0.040	0.117	71	43
$8^+ 0_3$	2134	1169	-	0.033	0.118	77	43
$10^+ 0_3$	2523	1107	-	0.028	0.119	81	43

Изучены свойства монопольных состояний в ^{156}Gd . Особенный интерес вызывает исследование изменения параметра Расмуссена $X_{IK} = B(E0; IK_1^+ \rightarrow IK_2^+)/B(E2; IK_1^+ \rightarrow IK_2^+)$ со спином I для переходов между состояниями ротационных полос. В табл.2 представлены вычисленные в рамках модели значения $X_{IK}(E0/E2)$, которые сравниваются с экспериментальными значениями и определенными в адиабатическом приближении, в котором $B(E0)$ является постоянной величиной. Смешивание состояний положительной четности приводит к уменьшению $B(E0)$ со спином I и к увеличению значения $B(E2)$, что приводит к уменьшению параметра Расмуссена $X_{IK}(E0/E2)$.

Вторая глава посвящена микроскопическому исследованию E2-переходов, где учитываются как коллективные, так и неколлективные состояния с $I^\pi=1^+$. Матричные элементы кориолисова взаимодействия и матричные элементы, описывающие E2-переходы между основным и неротационными возбужденными состояниями, определяются из теории. Не учитываются смешивание состояний β -полосы, поскольку это требует слишком громоздких расчетов.

Гамильтониан внутреннего движения H_{int} (см.фор.(1)) рассматривается как сумма

$$H_{int} = H_{sp} + H_{pair} + H_{QQ}, \quad (6)$$

где H_{sp} - одночастичный гамильтониан, включающий потенциал Вудса - Саксона как суммы сферической и квадрупольной частей

$$H_{sp} = V_{WS}^{(0)}(r) + V_{WS}^{(2)}(r)Y_{20}(\theta, \phi) \quad (7)$$

H_{pair} - монопольное спаривание и H_{QQ} - изоскалярное и изовекторное квадрупольные взаимодействия

$$H_{QQ} = -\frac{1}{2} \sum_{\mu=1,2} \sum_{\tau\tau'} [\kappa_0^{(2\mu)} + \tau\tau'\kappa_1^{(2\mu)}] Q_{2\mu}^{(\tau)+} Q_{2-\mu}^{(\tau')} \quad (8)$$

с квадрупольными операторами $Q_{2\mu}^{(\tau)}$. Исследование проводилось для ядра ^{166}Er . Расчеты включают одночастичный спектр от дна потенциала до +5 МэВ. Параметры парного взаимодействия выбирались так, чтобы получить экспериментальные парные энергии. Характеристики γ - вибрационного $K^\pi=2^+$ и 30 $K^\pi=1^+$ состояний (все 1^+ состояния с энергиями возбуждения до 5 МэВ) были рассчитаны в рамках RPA, используя изоскалярное и изовекторное квадрупольные взаимодействия с $\lambda_\mu=22$ и

21. Величина κ_0^{22} подбирается так, чтобы описать экспериментальную энергию нижайшего состояния с $K^\pi=2^+$. Восстановление ротационной инвариантности ведет только к $\lambda_\mu=21$ остаточному взаимодействию с радиальной зависимостью $F_{21}(r) = V_{WS}^{(2)}(r)$. Константу изоскалярного взаимодействия κ_0^{21} подбирали так, чтобы решение секулярного уравнения для 1^+ состояний было равно нулю. Тогда изоскалярное и изовекторное взаимодействия становятся не связанными и константу изовекторного взаимодействия можно фиксировать, чтобы воспроизвести энергию изовекторного квадрупольного резонанса. В этом случае мы имеем $\kappa_1^{2\mu} = -1.5\kappa_0^{2\mu}$.

Матричный элемент кориолисова взаимодействия имеет следующий вид

$$\langle 1_\nu^+ | j^+ | 0_{g'} \rangle \equiv \langle | Q_{21\nu} j^+ \rangle = \sum_{q_1 \geq q_2} j_{q_1 q_2}^+ (u_{q_1} v_{q_2} - v_{q_1} u_{q_2}) (\psi_{q_1 q_2}^{21\nu} + \phi_{q_1 q_2}^{21\nu}) \quad (9)$$

для связи между основной и 1^+ полосами и

$$\langle 2_\gamma^+ | j^+ | 1_\nu^+ \rangle \equiv \langle | Q_{221} j^+ Q_{21\nu}^+ \rangle = \sum_{q_1 \geq q_2} j_{q_1 q_2}^+ (u_{q_1} u_{q_2} + v_{q_1} v_{q_2}) * \sum_{q_3} (\psi_{q_1 q_3}^{221} \psi_{q_2 q_3}^{21\nu} + \psi_{q_3 q_2}^{221} \psi_{q_3 q_1}^{22\nu}) (1 + \delta_{K_1+K_2,1}) \quad (10)$$

для связи между γ и 1_ν^+ полосами. В (9) и (10) учитываются как бозонные, так и фермионные части оператора j^+ ; j_{qq}^+ - одночастичные матричные элементы для этого оператора; u_q и v_q - коэффициенты преобразования Боголюбова, $\psi_{q_1 q_3}^g$ и $\phi_{q_1 q_3}^g$ - прямая и обратная амплитуды двухквaziчастичной компоненты $q_1 q_3$ однофононного состояния g. Матрица Кориолиса размерами 32×32 была диагонализирована.

Легко видеть, что хорошо известное условие восстановления ротационной инвариантности $\langle 1_\nu^+ | I^+ \rangle \equiv \langle | Q_{21\nu} I^+ \rangle = 0$, во внутренней системе можно написать $\langle 1_\nu^+ | j^+ \rangle \equiv \langle | Q_{21\nu} j^+ \rangle = 0$, так как в этом случае работает только внутренняя часть оператора полного момента I. В согласии с этим выводом, выражение (9) для матричного элемента Кориолиса имеет одинаковый вид с условием ортогональности волновой функции RPA по отношению к духовому состоянию. Это ведет к следствию: если в вычислениях RPA ротационная инвариантность сохраняется корректно, то кориолисово взаимодействие между основной и 1_ν^+ полосами должно быть точно равно нулю. Поэтому в рамках этого приближения 1_ν^+ полосы связаны с помощью Кориолисова взаимодействия только с γ -полосой. Основная полоса не связана с другими полосами.

На рис.1 показана корреляция между коллективными 1_1^+ состояниями и матричными элементами Кориолиса, полученными по формуле (10). Более коллективные 1^+ состояния имеют большие матричные элементы, связывающие с γ - полосой. В самом деле, согласно (10), спаривание имеет место только тогда, когда 1^+ - и γ - вибрационные состояния содержат идентичные квазичастицы в своих структурах. Следует отметить, что знаки приведенных E2- матричных элементов $\langle 0_{gr}^+ || M(E2) || 1_1^+ \rangle$ являются в основном положительными и матричные элементы Кориолисова взаимодействия $\langle 2_1^+ || j^+ || 1_1^+ \rangle$ отрицательными (см. рис.1). Это означает, что вклады состояний 1_1^+ в матричные элементы E2-переходов становятся когерентными. Это усиливает неадиабатичность E2- переходов, вызванную взаимодействием с 1_1^+ состояниями. Вычислены значения приведенных E2-матричных элементов в микроскопическом приближении. Результаты микроскопических вычислений близки к адиабатическим значениям матричных элементов, за исключением для $I_\gamma \rightarrow (I-2)_{gr}$, что и подтверждает эксперимент. В случае $I_\gamma \rightarrow (I-2)_{gr}$ из результатов вычисления можно увидеть слабый намек на глубокий минимум, который имеет место в экспериментальных данных. Таким образом, микроскопическое приближение, представленное здесь, не подходит для описания неадиабатического поведения $I_\gamma \rightarrow (I-2)_{gr}$ переходов, хотя для других переходов получается разумное согласие. Это подтверждает вывод, что для качественного описания должно быть учтено, дополнительно, кориолисово взаимодействие состояний β - полосы. При этом усиливается кориолисово смешивание рассматриваемых состояний, которое приводит к улучшению описания неадиабатического поведения E2- переходов.

В третьей главе выясняются физические причины, приводящие к смешиванию низколежащих полос с полосой, имеющей квантовые характеристики $K^\pi=1^+$ и, в частности, смешиванию полосы основного состояния с уровнями низколежащих возбужденных коллективных полос. В рамках RPA основная полоса не связана с другими полосами, но последние экспериментальные данные по g_R -факторам состояний основной ротационной полосы указывают на наличие отклонения от адиабатической теории.

Подробно анализируется гамильтониан двухротаторной модели, в которой ядро представляется как два аксиальных ротатора (протонный и нейтронный), которые

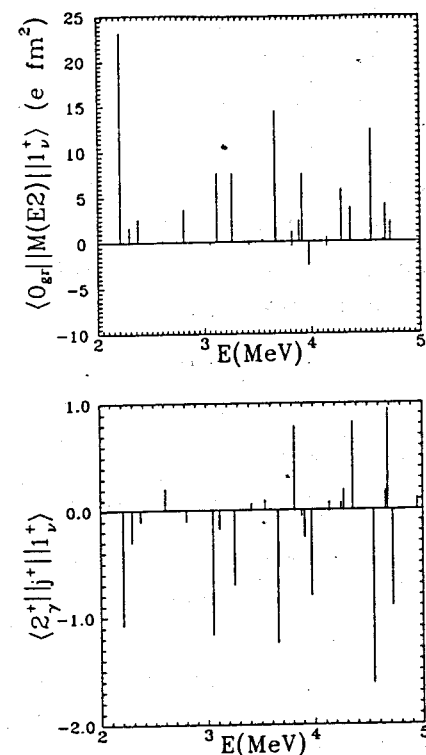


Рис. 1 Вычисленные значения E2- матричных элементов $\langle 0_{gr}^+ || E2 || 1_1^+ \rangle$ и матричных элементов кориолисова взаимодействия $\langle 2_1^+ || j^+ || 1_1^+ \rangle$ для ^{166}Er

могут совершать колебательные движения, изменяющие их относительную ориентацию. Считается, что каждая из подсистем обладает свойствами, типичными для аксиальных ядер. Учет внутренних состояний каждой из подсистем приводит к возможности построения возбуждений ГУР над состояниями, имеющими разные внутренние конфигурации. Ядерные состояния характеризуются тремя квантовыми числами, имеющими смысл проекций углового момента на ось симметрии ядра: проекций внутреннего углового момента (k), углового момента, обусловленного относительными колебаниями ротаторов (κ), и полного углового момента ($K = |k \mp \kappa|$), а также числом узлов (n) по переменной θ , определяющей амплитуду колебаний ротаторов.

Гамильтониан ядра записываем в виде

$$H = H_{0,0} + H_{0,1} + T', \quad (11)$$

где

$$H_{0,0} = \frac{1}{4} (A_p^0 + A_n^0) (I^2 + S^2) + V(\theta) + H_{int}, \quad (12)$$

$$H_{0,1} = \frac{1}{2} (A_p^0 - A_n^0) (IS), \quad (13)$$

где $V(\theta)$ - потенциал взаимодействия между ротаторами и переменная θ равна углу смещения их из положения равновесия и A_i^0 ($A_i^0 = 1/(2J_i)$), где J_i - момент инерции i -й подсистемы).

Найдена реализация проекций на внутренние оси оператора полного углового момента ($I = I_p + I_n$) и оператора "момента относительного движения двух ротаторов" ($S = I_p + I_n$) для случая, когда проекция внутреннего углового момента на ось симметрии отлична от нуля.

Определяется набор базисных состояний. Вычислены матричные элементы всех операторов, фигурирующих в гамильтониане модели ядра. Проводится анализ связи разных типов коллективного движения. Как один из важных результатов показывается, что смешивание состояний с $\Delta K=1$ определяется м.э. оператора (13), имеющим ту же зависимость от квантовых чисел I и K , что и в м.э. корриолисового взаимодействия (см. фор. (1)).

Показываются, что в ядрах с большим избытком нейтронов эффекты связи вращения ядра как целого и относительные перемещения нейтронной и протонной компонент приводят к сильной перенормировке момента инерции ядра. Учет связи этих

типов движения осуществлен по теории возмущений и "исправляет" выражение для момента инерции полос, построенных на внутренних функциях. В случае $k=0$ момент инерции ядра оказывается равным сумме моментов инерции протонов и нейтронов. Моменты инерции полос с $k \neq 0$ оказывается большими, чем момент инерции основной полосы четно-четного ядра ($k=0$).

Часть гамильтониана (11), не включенная в оператор $H_{0,0}$, использованного для построения базисных функций, имеет недиагональные матричные элементы, связывающие каждое из базисных состояний ψ ($IMkK\kappa n$) с бесконечным числом других состояний $p \neq n$. Состояния, которые могут смешиваться, хорошо разделены по энергии, так что роль каждого из них невелика, однако для последовательного учета эффектов смешивания необходимо просуммировать эффекты, связанные с влиянием многих высоколежащих состояний. Удобным методом для учета высоколежащих состояний является метод проекционных операторов Фешбаха, делящих пространство состояний на две части.

Введем оператор P , проектирующий на пространство интересующих нас состояний ($g\gamma$ -, β - и γ -полос). Все остальные состояния, которые считаем расположенными достаточно высоко по энергии, включены в Q -пространство.

Для проектированного гамильтониана напишем

$$H_{pp} = H_{0,0} + P_0 T' P_0 \quad (14)$$

В (14) включены: $H_{0,0}$, являющийся диагональным по базисным волновым функциям $\psi^{(0)}$ и часть оператора T' , описывающего смешивание состояний полос в P пространстве ($g\gamma$ -, β - и γ -полос).

Для гамильтониана H_{PQ} , смешивающего состояния P с уровнями полос, включенными в Q , имеем

$$H_{PQ} = P H_{0,1} Q + P T' Q = H_{QP}^\dagger \quad (15)$$

Наконец, проекцию гамильтониана в Q -пространство записываем в виде

$$H_{QQ} = H_{0,0}^0$$

Полная волновая функция определяется как сумма

$$\Psi = P\Psi + Q\Psi = \Phi + \chi \quad (16)$$

Волновая функция Φ в модельном пространстве имеет вид

$$\Phi^{IK} = \sum_i \psi_i^{IK} \Phi_i^{IK}, \quad (17)$$

где ψ_i^{IK} - амплитуды смешивания состояний IK , включенных в P .

Волновая функция Φ удовлетворяет уравнению $\hat{H}\Phi = E\Phi$. Для матричных элементов \hat{H} имеем выражение

$$\hat{H}_{ij} = (H_P P)_{ij} + \sum_j (H_{PQ})_{ij} \frac{1}{E - E_j} (H_Q P)_{ji} \quad (18)$$

где j обозначает квантовые числа базисных функций, включенных в Q - пространство (дополнительные по отношению к I и M).

В такой схеме получены эффективный гамильтониан, формулы для приведенных вероятностей электромагнитных переходов и g_R - фактора коллективных состояний. Показано, что смешивания по числу κ приводят к появлению магнитных дипольных переходов внутри полос с $K \neq 0$. Показано, что роль магнитных переходов увеличивается с увеличением K . Вероятности $M1$ -переходов внутри ротационной полосы ($K \neq 0$), также между состояниями ротационных полос определяются одним параметром, значение которого можно фиксировать из эксперимента для $V(M1; 1^+1 \rightarrow 0^+0)$.

Проводятся расчеты для изотопов $^{164,166,168}\text{Er}$. Изучается влияние состояний ГУР на свойства низколежащих уровней. Описаны спектры энергий коллективных состояний положительной четности. Показываются, что вычисленные значения $B(E2)$ в рамках нашей модели лучше согласуются с экспериментом чем другие теории.

Факландером С. и др. недавно экспериментально были определены значения матричных элементов $E2$ -переходов между состояниями положительной четности в ^{166}Er , где м.э. $\langle (I-2)_\gamma || E2 || I_{gr} \rangle$ имеет немонотонную зависимость от углового момента I . Такое поведение м.э. удачно описывает данная модель (см. рис.2). Другие различные "традиционные" модели и в том числе модель, рассматривающая кориолисово смешивание состояний полос через $\Delta K=1$ (Гл. I и II), не описывают это явление.

Вычислялись коэффициенты смешивания мультиполей δ . Наилучшее воспроизведение δ получилось при $V(M1; 00_{gr} \rightarrow 1^+1) = 0.8 \mu_N^2$ для ^{164}Er и $=1.75 \mu_N^2$ для

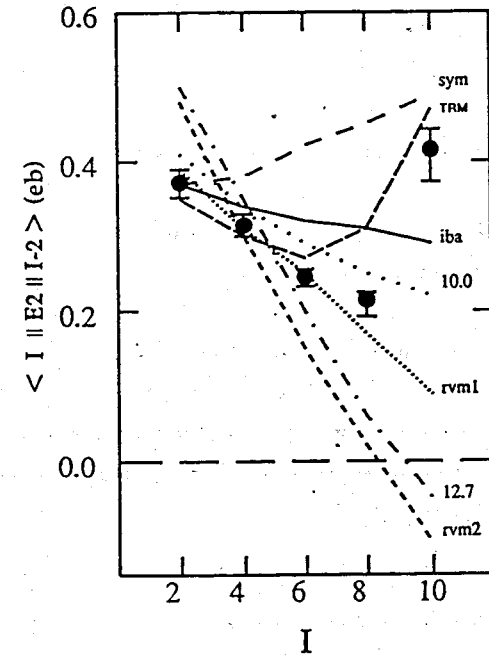


Рис.2. Спиновая зависимость экспериментальных и вычисленных значений $\langle I \rightarrow (I-2)_{gr} \rangle$ матричных элементов в ^{166}Er . Приведены вычисленные значения м.э. в рамках следующих моделей: модель симметричного ротатора (sym), модель асимметричного ротатора (10.0 и 12.7, вычисленные со значениями $\gamma=10^\circ$ и 12.7° соответственно), ротационно-вибрационная модель (rvm), модель взаимодействующих бозонов (iba) и двухроторная модель (TRM).

$^{166,168}\text{Er}$ при фиксированном значении $w_1=3$ МэВ. Вычисления по МВВ2 для ^{168}Er дают $B(M1)=1.5 \mu_N^2$. Эксперимент для ^{168}Er дает $B(M1)=1.5 \mu_N^2$ и $w_1=3.4$ МэВ. Эксперименты (e, e') и ядерно-резонансная флюоресценция для суммы переходов $\sum B(M1)^\dagger$ ($E \leq 4$ МэВ) в ^{168}Er дают $2.5 \pm 0.21 \mu_N^2$ и $2.20 \pm 0.16 \mu_N^2$, соответственно. Они всегда больше, чем наши оценки $B(M1; 00^+ \rightarrow 1^+1) = 1.75 \mu_N^2$, так как мы здесь не оценили переходы из состояний ГУР, построенных над β - и γ -вибрационных состояний на основное состояние. Но их вклады в вычислениях коэффициентов смеси мультиплетов δ учитываются.

В четвертой главе предлагается оригинальный метод определения момента инерции остова и выстроенного углового момента j_x , описывающих спектры вращательных полос, искаженных взаимодействием Кориолиса. Эффекты кориолисова взаимодействия удобно изучать в терминах выстроенного углового момента j_x , как предложено Бором и Моттельсоном. Чтобы оценить j_x , нужно знать зависимость полного углового момента состояния I от частоты вращения ω_{rot} . Если известны данные соотношения для возмущенной полосы $I_{eff}(\omega_{rot})$ и для вращающегося остова $I_{core}(\omega_{rot})$, можно найти j_x :

$$j_x(\omega_{rot}) = I_{eff}(\omega_{rot}) - I_{core}(\omega_{rot}) \quad (19)$$

Для определения функции $I_{eff}(\omega_{rot})$ в уравнении (19) используются энергии состояний возмущенной полосы. Прямой путь для нахождения функций $I_{core}(\omega_{rot})$ не существует. Для вычисления этих функций были предложены различные эмпирические процедуры с использованием энергии состояний основной полосы. Возможные сильные возмущения состояний отрицательной четности из-за кориолисовых сил делают такой подход слишком неоднозначным даже при низких спинах, что является серьезным недостатком теории. Метод, предложенный данной главе, основан на численном интегрировании уравнения

$$\omega_{eff}(\tilde{I}) = \omega_{rot}(\tilde{I}) - (j_x)_\nu \frac{d\omega_{rot}(\tilde{I})}{d\tilde{I}}, \quad (20)$$

где экспериментальные значения энергетических интервалов между состояниями полосы $\omega_{eff}(I) = (E(I+1) - E(I-1))/2$ выражаются как некоторые функции угловой частоты вращения остова $\omega_{rot}(I)$ и выстроенного углового момента j_x . Наше определение j_x является модельно зависимым, однако, позволяет получить точные соотношения между

параметрами гамильтониана и выстроенным угловым моментом:

$$(j_x)_\nu = -2 \left\{ (j_+)_0 \psi_{\nu,0} \psi_{\nu,1} + (j_+)_1 \psi_{\nu,1} \psi_{\nu,2} + (j_+)_2 \psi_{\nu,2} \psi_{\nu,3} \right\}, \quad (21)$$

где $(j_+)_{\kappa, \kappa'}$ - м.э. кориолисова взаимодействия, $\psi_{\nu, \kappa}$ - амплитуды смешивания октупольных полос.

Коэффициенты $\psi_{\nu, \kappa}$ определяются при диагонализации гамильтониана (1), в котором учитывается смешивание состояний октупольных полос. Параметры $(j_+)_{\kappa, \kappa'}$ определяются из наилучшего согласия вычисленных значений энергий с экспериментом. Находится решение дифференциального уравнения (20), которое соответствует линейной зависимости момента инерции $J_{core} = \tilde{I}/\omega_{rot}(I)$ от угловой частоты вращения остова $\omega_{rot}(I)$.

Процедура была использована для определения свойств остова, соответствующего спектру состояний отрицательной четности ядер $^{230,232}\text{Th}$ и $^{236,238}\text{U}$ из актинидной области. Описаны экспериментальные данные, касающиеся к энергии возмущенной 0^- полосы и также $K^\pi = 1^-, 2^-$ полос, коллективность которых хорошо установлена. Вычисления позволяют сравнить момент инерции остова J_{core} с моментом инерции полосы основного состояния J_g и с эффективным моментом инерции возмущенной $K^\pi = 0^-$ полосы, определенный как $J_{eff}^{0^-} = \tilde{I}/\omega_{eff}(I)$. Момент инерции остова оказывается значительно меньше, чем $J_{eff}^{0^-}$. Имея в виду, что $\omega_{eff}(I) \simeq \omega_{core}(I - j_x)$, замечаем, что при больших значениях I , когда j_x приближается к своему предельному значению, кривые $J_{eff}^{0^-}$ и $J_{core}^{0^-}$ становятся практически параллельными. При малых спинах j_x убывает до нуля, однако, кориолисово смешивание существенно увеличивает эффективный момент инерции. Таким образом, на кривой $J_{eff}^{0^-}$ появляется более или менее четкий минимум при некотором конечном значении ω_{rot} , который можно рассматривать как яркое проявление выстраивания вибрационного углового момента. Различие $J_{core}^{0^-}$ и J_g можно рассматривать как различие поляризационных эффектов в разных ядерных состояниях. Например, ротационное смешивание с другими полосами может оказаться разным для состояний основной и октупольных полос и отразиться на величине момента инерции при малых спинах.

Состояние ядра удобно характеризовать выстроенным угловым моментом j_x , определенным уравнением (21) и вычисляемым вместе с $\omega_{rot}(I)$ при решении уравнения

(20). На рис.3 показаны оценки $j_x^{0^-}$ для ядер ^{232}Th и $^{236,238}\text{U}$. Выстраивание уже заметно в состояниях с $I \approx 9\hbar$.

На рис. 3 даны также значения j_x , извлеченные из экспериментальных данных на основе процедуры Бенгтссона- Фрауендорфа. Эта процедура определяет выстроенный угловой момент по отношению к остову, соответствующему основной полосе, и описываемому экстрополяцией линейной части J_{eff}^{gr} . При таком определении остова, j_x может включать выстроенные угловые моменты, связанные с другими степенями свободы. Сравнение рассчитанных значений j_x со значениями j_x позволяет оценить роль тех степеней свободы ядра, которые не включены явно в гамильтониан модели. В области больших спинов наблюдаются более или менее ярко выраженное увеличение j_x по сравнению с j_x , свидетельствующее о выстраивании угловых моментов квазичастичной природы.

Вычислялись отношения вероятностей E2-переходов R_{IK} из состояний октупольных полос. На рис.4 показана зависимость R_{IK} от спина I для ^{230}Th с разными значениями параметра $Z = \langle 0_1^+ | m(E1) | 1^- \rangle / \langle 0_1^+ | m(E1) | 0^- \rangle$.

В пятой главе диссертации продолжено изучение свойств состояний отрицательной четности. Модель, представленная в первой главе, использована для описания экспериментальных данных об отношениях вероятностей дипольных электрических переходов из октупольных состояний в ядрах $^{220,226}\text{Ra}$, $^{164,166}\text{Er}$ и ^{156}Gd .

Показывается, что детальное изучение смешивания низколежащих полос позволяет не только получить количественную информацию о явлениях, рассматриваемых в "традиционных" моделях ядра, но и предложить поиск "новых" явлений. Таким является движение, генерирующее тороидальный момент ядра: это движение не связано с изменением объема и формы ядра, однако, присутствие тороидальных токов изменяет реакцию системы на электромагнитное поле. В частности, дипольный тороидальный ток дает вклад в м.э. E1-перехода.

Внутренние матричные элементы оператора, генерирующего дипольные γ -переходы, параметризуем следующим образом:

$$\langle K^- | m_\nu | 0_{gr}^+ \rangle = \langle K^- | d_\nu | 0_{gr}^+ \rangle + E_\gamma \langle K^- | t_\nu | 0_{gr}^+ \rangle, \quad (22)$$

где E_γ - энергия γ - кванта, излучаемого в переходе. Такая параметризация учитывает

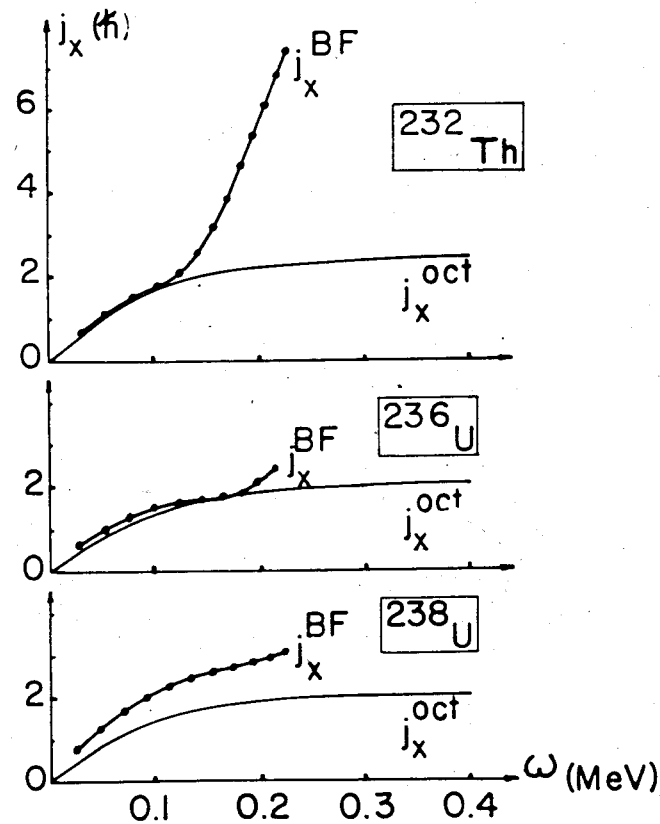


рис. 3. Выстроенный вибрационный угловой момент j_x в 0^- -полосе ядер ^{232}Th и $^{236,238}\text{U}$, вычисленный в рамках модели, описанной в тексте, а также определенный при помощи процедуры Бенгтссона-Фрауендорфа j_x^{BF} .

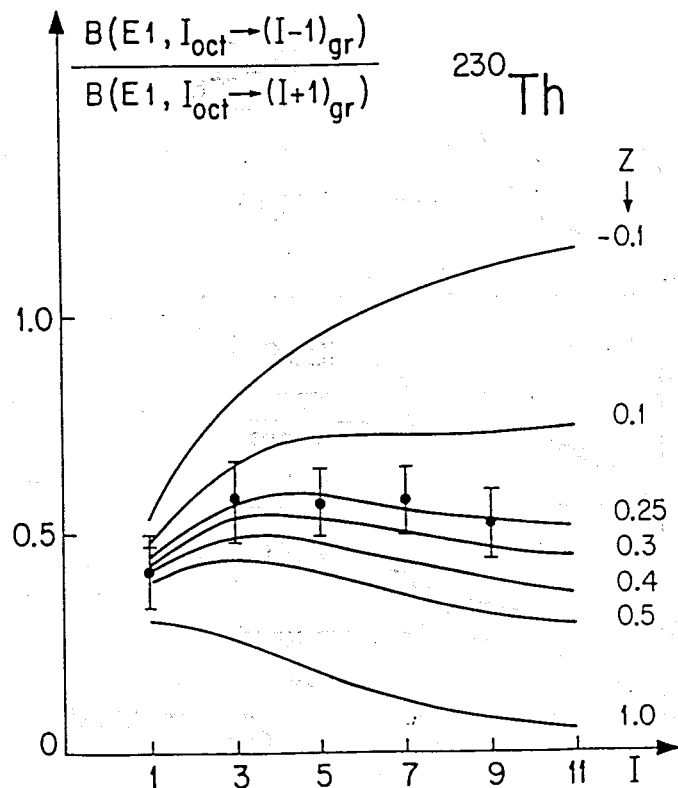


Рис. 4. Зависимость отношения приведенных вероятностей E1-переходов от спина I.

совместное влияние дипольного электрического (d) и дипольного тороидального (t) моментов.

Вычислены дипольные электрические переходы из октупольных полос. Параметры d_K и t_K определялись из наилучшего согласия приведенных матричных элементов (22) для переходов $I^- \rightarrow (I \pm 1)^+$ с экспериментом. На рис.5(а,б) приведены сравнения экспериментальных и теоретических значений эффективного дипольного момента:

$$Q_I^\mp = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \frac{1}{I+1/2 \mp 1/2} \langle (I \mp 1)0_{gr}^+ || m(E1) || IK^- \rangle, \quad (23)$$

Вертикальные линии с точками - результаты эксперимента. Штриховая линия - традиционное описание с учетом кориолисова смешивания состояний (когда нет дипольного тороидального момента $t_K=0$; $d_0=0.003$ фм; $d_1=0.15$ фм). Сплошная линия - описание, допускающее интерференцию дипольных электрического и тороидального моментов, при одновременном учете кориолисова смешивания ($d_0=-0.049$ фм; $d_1=0.313$ фм; $t_0=-0.214$ фм/МэВ; $t_1=0.063$ фм/МэВ).

Как видно из рис.5, экспериментальные данные о вероятности дипольных переходов удается качественно воспроизвести, допустив одновременно сильное смешивание состояний с разными значениями числа K и деструктивную интерференцию вкладов от первого и второго слагаемых в формуле (21). Надо отметить, что в нашем случае учет тороидального момента в переходах позволяет уменьшить параметр средноквадратичного отклонения χ^2 в ядре ^{226}Ra более чем на 30%.

Чтобы оценить вклад в правила сумм от величины м.э. тороидального момента, полученного нами, мы выполнили расчет энергетически взвешенной суммы сил таких переходов:

$$S = \sum_i (E_i - E_0) | \langle i | T_i | 0 \rangle |^2 = \frac{1}{2} \langle 0 | [T_i, [H, T_i]] | 0 \rangle. \quad (24)$$

где T_i - оператор дипольного тороидального момента

$$T_i = \frac{e}{10mc} \sum_{\nu=1}^Z \left[x_i^\nu \sum_K x_K^\nu P_K^\nu - 2P_i^\nu \sum_K (x_K^\nu)^2 \right]. \quad (25)$$

Отметим, что из-за наличия операторов импульса в определении тороидального момента полученная оценка не является модельно-независимой. В нашем расчете среднее поле было аппроксимировано потенциалом гармонического осциллятора

$$H = \sum_i \left[\frac{P_i^2}{2m} + \frac{m\omega_0^2}{2} x_i^2 \right] \quad (26)$$

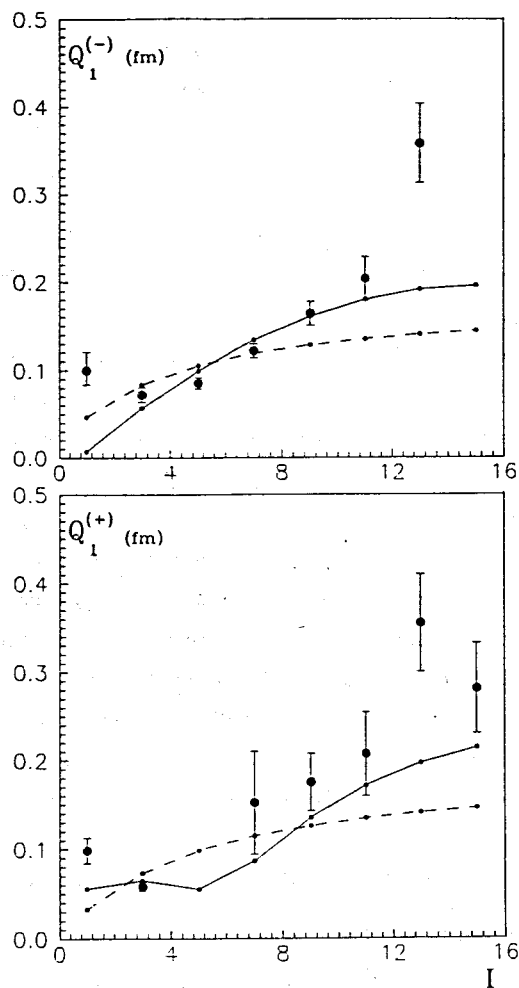


Рис.5. (а,б) Зависимость эффективного дипольного момента Q_1^{\pm} от спина I для ^{226}Ra .

Надо отметить, что в правила сумм

$$S = \left[\frac{5}{6} \frac{P_F^2}{m} + \frac{m\omega_0^2}{2} r_0^2 A^{\frac{2}{3}} \right] Z r_0^2 A^{\frac{2}{3}} \mu_N^2 \quad (27)$$

основную вклад дает потенциальная часть гамильтониана (25). Вклад от кинетического члена гамильтониана (25) в S составляет 3%.

Вычисленное значение правила сумм для ^{226}Ra оказалось равным $S=0.07 e^2 \text{ фм}^2 / \text{МэВ}$. Вклад в правила сумм от тороидального момента ($t_0=0.214 e \text{ фм} / \text{МэВ}$), определенного нами, составляет около 13%. Т.е. полученное значение S не противоречит феноменологическому значению t_K . Проведенный анализ дает основание полагать, что тороидальная степень свободы играет важную роль в формировании состояний отрицательной четности.

В заключении суммированы основные результаты диссертации

Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации:

1. Для изучения обширного материала по отклонениям свойств состояний положительной и отрицательной четностей в четно-четных деформированных ядрах закономерностей адиабатической теории предлагается феноменологическая модель, в которой рассматривается корриolisово взаимодействие между состояниями низлежащих полос. В частности продемонстрирована возможность исследования эффектов смешивания с использованием одинаковых параметров остова для всех смешивающихся адиабатических полос.

2. Получены общие выражения для приведенных вероятностей квадрупольных, дипольных и монопольных электрических, а также дипольных магнитных переходов с учетом смешивания компонент с разными внутренними возбуждениями. Показано, что присутствие $K^{\pi} = 1^+$ компонент в волновых функциях вибрационных состояний приводит к $M1$ - переходам из них на состояния основной полосы. Показано, что одним набором параметров в выражениях можно описывать все известные экспериментальные данные об электромагнитных переходах.

3. Проведен микроскопический анализ в рамках RPA с точным выделением духовых примесей, вызванных нарушением ротационной инвариантности Гамильтониана. Продемонстрирована корреляция между коллективностью 1^+ состояний и их Корио-

лизовым взаимодействием с γ -полосой. Благодаря этому эффекту 1^+ состояния из области "ножичных" мод заметно влияют на неадиабатические эффекты в E2-переходах.

4. Развита двухроторная модель ядра с тем, чтобы описать наряду с возбуждениями типа гигантского углового резонанса также и внутренние возбуждения протонной и нейтронной подсистем. Учет внутренних состояний каждой из подсистем привел к возможности построения возбуждений ГУР над состояниями, имеющими разные внутренние конфигурации. Показано, что смешивание состояний с $\Delta K=1$ определяется м.э. оператора $S = I_p - I_n$, имеющим ту же зависимость от квантовых чисел I и K, что и в м.э. кориолисового взаимодействия.

5. Двухроторная модель ядра усовершенствована использованием формализма Фешбаха разделения пространства состояний на два подпространства (P и Q) с последующим проецированием волновых функций на пространство низколежащих полос (P-пространство). В такой схеме получены замкнутые формулы для эффективного гамильтониана и для приведенных вероятностей электромагнитных E2- и M1-переходов. Из наилучшего воспроизведения коэффициентов δ низколежащих уровней оценены значения $B(M1)$ из 1^+ состояний, оказавшиеся равными $B(M1; 00_{gr} \rightarrow 1^+) = 0.8 \mu_N^2$ для ^{164}Er и $=1.75 \mu_N^2$ для $^{166,168}\text{Er}$, при фиксированном значении $w_1 = 3 \text{ МэВ}$.

6. Предлагается оригинальный метод определения момента инерции остова и выстроенного углового момента по данным о спектре энергии состояний отрицательной четности, искаженном взаимодействием Кориолиса. Метод основан на численном интегрировании уравнения связывающего угловую частоту вращения с угловым моментом в условиях выстраивания внутреннего углового момента, в котором экспериментальные значения энергетических интервалов между состояниями полосы выражаются как некоторые функции угловой частоты вращения остова и выстроенного углового момента.

7. Исследованы неадиабатичности дипольных электрических переходов, используя параметризацию для внутреннего матричного элемента оператора, генерирующего дипольные γ -переходы и учитывающую совместное влияние дипольного электрического и дипольного тороидального моментов ядра. Показано, что в ядре ^{226}Ra экспериментальные данные о вероятности дипольных переходов удается качественно

воспроизвести, допустив одновременно сильное смешивание состояний с разными значениями K и деконструктивную интерференцию вкладов от дипольного и тороидального слагаемых в мультипольном операторе.

8. Оценен вклад в правила сумм S от величины м.э. тороидального момента, полученного эмпирическим путем и показано, что значение S не противоречит феноменологическому значению м.э. тороидального момента.

Результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах:

1. Михайлов И.Н., Сафаров Р.Х., Усманов П.Н., Бриансон Ш. Выстраивание углового момента в коллективных полосах отрицательной четности в актинидах. // Ядерная физика, 1983, т.38, вып.2(8), с.297-307.

2. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Юлдашбаева Э.Х. "Гигантский угловой резонанс" и структура нижайших состояний четно-четных деформированных ядер. // Ядерная физика, 1987, т.45, вып.3, с.646-656.

3. Бриансон Ш., Михайлов И.Н., Усманов П.Н. Метод проекционных операторов в "двухроторной модели". // Ядерная физика, 1989, т.50, вып.1(7), с.52-63.

4. Михайлов И.Н., Усманов П.Н. Свойства состояний положительной четности в изотопах $^{164,166,168,170}\text{Er}$. // Ядерная физика, 1991, т.54, с.1239-1251.

5. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х., Бутабаев Ю.С., Ниязов Р.А. Неадиабатичности монополюных и квадрупольных переходов в ^{156}Gd . // Ядерная физика, 1993, т.56, вып.12, с.28-38.

6. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Бриансон Ш. Природа ядерных коллективных мод отрицательной четности. // Ядерная физика, 1995, т.58, 8, с.1371-1376.

7. Громов К.Я., Исламов Т.А., Усманов П.Н. О неадиабатичности электромагнитных переходов в ядре ^{164}Er . // Изв. АН СССР, сер. физ., 1989, т.53, с.858-864.

8. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Охунов А.А., Бриансон Ш. Квадрупольные электрические переходы в изотопах $^{156-164}\text{Dy}$. // Изв. АН СССР, сер. физ., 1992, т.56, 1, с.121-127.

9. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х., Исламов Т.А., Бутабаев Ю.С., Ниязов Р.А. Исследование свойств октупольных состояний в ^{164}Er . // Изв. РАН, сер. физ., 1992, т.56, 11, с.36-42.

10. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Охунов А.А., Бриансон Ш., Кулесса Р. Ма-

гнитные характеристики коллективных состояний изотопов $^{156-164}\text{Dy}$. // Изв. РАН, сер. физ., 1993, т.57, 1, с.17-24.

11. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х., Бутабаев Ю.С., Ниязов Р.А. Корнолисово смешивание октупольно-вибрационных полос ^{156}Gd . // Изв. РАН, сер. физ., 1993, т.57, 10, с.91-97.

12. Муминов А.И., Сафаров Р.Х., Усманов П.Н., Юлдашбаева Э.Х. Аномальное поведение момента инерции октупольной полосы и ротационное выстраивание вибрационного углового момента. // Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат., 1985, 3, с.50-53.

13. Kulesa R., Lauterbach Ch., Boer J.D., Mittag Ch., Riess F., Schandera Ch., Briancon Ch., Lefebvre A., Liang C.F., Thibaud J.P., Walen R.J., Caller A., Emling H., Hlavac S., Simon R.S., Mikhailov I.N., Usmanov Ph.N. Coulomb excitation of ^{230}Th with ^{32}S , ^{84}Kr and ^{142}Nd projectiles. // Z. Phys. 1989, A334, No.3, p.299-314.

14. Mikhailov I.N., Usmanov Ph.N. Influence of Giant Angular Resonances on the Electromagnetic characteristics of low-lying states. // Ann. Phys., v.2, 1993, p.239-257.

15. Nesterenko V.O., Usmanov Ph.N., Okhunov A.A., Fahlander C. The nonadiabatic behaviour of $E2(\gamma \rightarrow gr)$ Transition in ^{166}Er . // J. Phys., G: Nucl. Part. Phys., v.19, 1993, p.1339-1348.

16. Усманов П.Н., Громов К.Я., Ниязов Р.А., Холматов А.Х., Сэрэтер Ж., Юлдашев М.Б. Свойства низколежащих состояний ^{166}Er . // Препринт ОИЯИ: P6-94-265, 1994, Дубна, 24с. Turkish Jour. of Phys. в печати.

17. Михайлов И.Н., Муминов А.И., Сафаров Р.Х., Усманов П.Н. Выстраивание углового момента октупольных колебаний в актинидах. // Лекции X Всесоюзной школы по ядерной физике, октябрь, 1983, Хумсан. В кн.: Свойства деформированных ядер, 1983, Ташкент, ФАН, с.283-319.

18. Usmanov Ph.N., Okhunov A.A. Electromagnetic characteristic of collectiv states of isotopes $^{156-164}\text{Dy}$. // Proceedings of the third Kiev International school on Nuclear Physics. "New trends in Nuclear Physics" ISNP - 3'92, Kiev, Ukraine, 1993, p.297-307.

19. Mikhailov I.N., Briancon Ch., Walen R.L., Usmanov Ph.N., Yuldashbaeva E.Kh. Couplage des bandes β - et γ - avec une bande $K^\pi = 1^+$. // Rapport D'ACTIVITE CSNSM, 1983-84, ORSAY, France, p.83-84.

20. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Чориев М.М. Электрические переходы из окту-

польных состояний в ядрах ^{158}Dy и ^{168}Er . // Сообщения ОИЯИ: P4-84-475, 1984, Дубна, 8с.

21. Михайлов И.Н., Бриансон Ш., Усманов П.Н., Юлдашбаева Э.Х. О возможности корнолисова смешивания состояний β -, γ - и S- полос (Пример ядра ^{232}Th). // Сообщения ОИЯИ: P4-85-8, 1985, Дубна, 11с.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 октября 1995 года.