

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ю-319

УДК 539.142.3

4-88-124

ЮЛДАШБАЕВА
Эльмира Хайдаровна

**ГИГАНТСКИЙ УГЛОВОЙ РЕЗОНАНС
И СТРУКТУРА НИЖАЙШИХ СОСТОЯНИЙ
АТОМНЫХ ЯДЕР**

**Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

Дубна 1988

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук
профессор

И.Н. Михайлов

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук
профессор

Г.Ф. Филиппов

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

В.О. Нестеренко

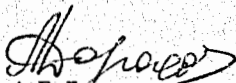
Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Научно-исследовательский институт физики ЛГУ, Ленинград.

Защита диссертации состоится "27 апреля 1988 г.
на заседании Специализированного совета КО.47.01.01 Лаборатории
теоретической физики Объединенного института ядерных исследований,
г. Дубна, Московская область.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "25 марта 1988 г.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук


А.Е. Дорохов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

В последние годы все больше внимания уделяется изучению структуры атомных ядер с большими массовыми числами. К настоящему времени, благодаря прогрессу в экспериментальных исследованиях, имеется достаточно много данных о состояниях квазичастичной и коллективной природы в этих ядрах. Существует несколько общих особенностей тяжелых ядер, определивших направление теоретического описания экспериментальных данных. Ядра из семейства актиноидов с числом нейтронов в районе $N \sim 140$ являются деформированными. Ротационные полосы в них прослеживаются до спинов порядка $I = 30$. Спектр неротационных возбуждений весьма богат. Нередки случаи существования нескольких ротационных полос, расположенных в очень узком интервале энергий возбуждения. Данные эксперимента четко указывают на наличие отклонений от адиабатической теории. По мере роста углового момента I выполнение закона $E(I) \sim I(I+1)$ нарушается. Существенные отклонения от правил адиабатической теории наблюдаются и в 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 корриolisовой связи полос.

Отклонения от адиабатической теории при больших спинах определяются, в основном, выстраиванием внутренних угловых моментов квазичастичной природы. В области умеренных спинов описание неадиабатических эффектов возможно в рамках моделей, в которых допускается смешивание состояний, имеющих относительно небольшую энергию возбуждения. Ограничение пространства смешивания состояний конечным числом позволяет учесть эффекты связи точно, не прибегая к теории возмущений.

Учет связи коллективных полос в рамках подобных моделей производился многими авторами. Однако во многих случаях ограничение наблюдаемыми в самой низкой части спектра полосами (g - , β - и γ -полосами) оказывается недостаточным. Положение исправляет включение в описание S (супер)-полосы с квантовыми характеристиками $K^{\pi} = I^{+}$, лежащей выше указанных полос.

Возможность описания неадиабатических характеристик низколежащих состояний, включающих взаимодействие полос с S -полосой, требует прежде всего проверки выводов феноменологического анализа, а также выяснения физических причин, приводящих к смешиванию полос. Более того, для извлечения полезной информации об основных качественных эффектах, возникающих из-за примешивания компонент S -полосы к другим компонентам, целесообразно привлечь информацию о природе S -полосы, включенной в пространство $g\gamma$ -, β - и γ -полос.

Наиболее впечатляющим результатом современной экспериментальной физики низких энергий является открытие новой коллективной изовекторной магнитной дипольной моды. В связи с этим предлагаются разные модели ядра, описывающие низколежащие возбужденные состояния и способствующие выяснению физических причин формирования подобных коллективных мод. Одной из таких моделей является двухроторная модель ядра, предложенная Палумбо Ф. и др.^ж, в которой допускается относительное движение протонов и нейтронов, т.е. "гигантский угловой резонанс". Такое движение генерирует состояние, связанное с основным состоянием дипольными магнитными переходами. Аналогия с гигантским дипольным резонансом наводит на мысль о том, что возбуждения гигантского углового резонанса (ГУР) могут быть реализованы не только над основным, но и над возбужденными состояниями деформированных атомных ядер. В такой ситуации актуальной становится задача смешивания состояний с разными внутренними конфигурациями.

Измеренные значения энергий возбужденных состояний I^+ свидетельствуют о том, что они расположены не очень высоко в спектре возбуждений, т.е. относительно близко к другим возбужденным состояниям $K^\pi = 0^+$ и $K^\pi = 2^+$. Кроме того, у возбуждений типа ГУР квантовые характеристики те же, что и у состояний гипотетической S -полосы, т.е. $K^\pi = I^+$. Это дает основание для их отождествления. Одной из предпосылок к тому может служить также и то обстоятельство, что в предложенной модели^ж не удается устранить связь между ротационной и вибрационной частями спектра для ядер с неравным числом протонов и нейтронов.

На основе предположения, согласно которому состояния S -полосы соответствуют возбуждению ГУР, оказывается возможным построить модель, описывающую неадиабатические эффекты в спектре вращательно-колебательных полос и в электромагнитных характеристиках положительной четности деформированных четно-четных ядер. Для этого следует расширить двухроторную модель, включая в нее возбуждения внутренней природы. Конкретная реализация такой задачи и изучение влияния изовекторного MI-резонанса на характеристики $g\gamma$ -, β - и γ -полос составляет основу настоящей работы.

^ж De Franceschi G. et al. - Phys.Rev,C, 1984, v.29, No.4, p.1496.

Цель работы - изучение структуры низколежащих состояний в тяжелых деформированных ядрах:

1. Развитие двухроторной модели ядра для описания наряду с возбуждениями типа ГУР также и внутренних возбуждений протонной и нейтронной подсистем.

2. Выяснение роли состояний MI-резонанса в задаче смешивания состояний с разными внутренними конфигурациями или, иными словами, исследование неадиабатических эффектов, вызванных возбуждениями MI-моды, в четно-четных ядрах.

3. Анализ экспериментальных данных, а также теоретические предсказания с помощью развитой модели.

Научная новизна и практическая ценность

В диссертации продемонстрированы широкие возможности двухроторной модели ядра в изучении неадиабатических эффектов, вызванных возбуждениями MI-моды, и в описании низколежащих сильносвязанных состояний тяжелых деформированных ядер:

- Даны полный анализ гамильтониана ядра в пределе сильной связи протонной и нейтронной компонент и физическое определение коллективных квантовых чисел. Найдена реализация проекций на внутренние оси оператора полного углового момента (\vec{I}) и оператора относительного движения двух ротаторов (\vec{S}) для случая, когда проекция внутреннего углового момента на ось приближенной аксиальной симметрии (k) отлична от нуля.

- Новым вкладом являются полный анализ связи разных типов коллективного движения в рамках модели и построение гамильтоновской матрицы в базисе, удобном для изучения сильной связи протонной и нейтронной компонент. 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. Получены выражения 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 $k \neq 0$ оказываются большими, чем момент инерции основной полосы четно-четного ядра ($k = 0$).

- Впервые предложена процедура получения общих выражений для мультипольных операторов в рамках двухроторной модели, которые представляются в виде суммы изоскалярных и изовекторных компонент, удобной для изучения роли возбуждений типа ГУР в задаче смешивания состояний с разными внутренними конфигурациями. Показана общая схема получения матричных элементов операторов MI и E2 по функциям, учитыва-

шим смешивание низколежащих состояний с высоколежащими. На этом пути выявлены поправки к матричным элементам (м.э.), приводящие к отклонениям от правил адиабатической теории.

- Новым и наиболее важным результатом является то, что присутствии I^+ -компоненты в собственных функциях гамильтониана развитой модели ядра приводит к появлению MI-переходов внутри γ -полосы.

- Модель применяется для исследования неадиабатических эффектов, обусловленных возбуждениями типа ГУР. Рассмотрен случай смешивания состояний g_r^- , β^- , γ^- и S^- -полос, в котором состояния S^- -полосы отождествляются с состояниями изовекторного MI-резонанса. Показано, что спиновая зависимость м.э. гамильтоновской матрицы совпадает с зависимостью м.э. гамильтониана кориолисова взаимодействия. Проведены численные расчеты энергий уровней и приведенных вероятностей MI- и E2-переходов между разными состояниями ядра ^{232}Th . Показано, что модель хорошо воспроизводит экспериментальную ситуацию, для которой характерны сильные отклонения от правил адиабатической теории. Сделаны оценки конкурентоспособности электрических квадрупольных и магнитных дипольных γ -квантов при распаде состояний β^- и γ^- -полос ядра ^{232}Th .

Диссертационная работа является дальнейшим развитием феноменологического подхода к изучению структуры деформированных ядер. Полученные результаты с привлечением информации о природе коллективных состояний I^+ в описании неадиабатических характеристик сильносвязанных низколежащих состояний могут быть полезными для понимания физических причин, приводящих к смешиванию полос, и для прогнозирования некоторых свойств коллективных состояний. Предложенная модель может найти свое применение в других областях деформированных ядер, а также в описании новых экспериментальных данных.

Апробация работы

Результаты, представляемые в диссертации, неоднократно докладывались и обсуждались на семинарах Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований и лаборатории ядерных моментов Института ядерной физики АН УзССР, а также на Комитете по структуре ядра при Ученом совете ОИЯИ по физике низких энергий (Дубна, 1986), на VII Республиканской конференции молодых ученых (Вильнюс, 1985), на XXXVI (Харьков, 1986) и XXXVII (Юмала, 1987) Всесоюзных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, на тематических семинарах "Бозоны и гидродинамика в атомных ядрах" (Одесса, 1985) и "Коллективная ядерная динамика" (Одесса, 1987).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано четыре работы, список которых прилагается в конце автореферата.

Объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, трех глав основного содержания, заключения и двух приложений. Работа изложена на 140 страницах машинописного текста, включая 10 рисунков, 10 таблиц и список цитируемой литературы из 84 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Введение содержит краткое обсуждение вопросов, связанных с описанием низколежащих состояний деформированных тяжелых ядер, в которых наблюдаются сильные отклонения от правил адиабатической теории как в спектре, так и в ветвлении переходов. Также кратко перечислены некоторые теоретические подходы, на основе которых исследуются вопросы, касающиеся коллективной изовекторной дипольной моды. Обоснована цель работы, показывается ее новизна и практическая ценность. Дается план диссертации.

Первая глава посвящена построению двухротаторной модели ядра, предназначенной для описания низколежащих состояний положительной четности деформированных ядер наряду с возбуждениями типа ГУР.

В § I строится и подробно анализируется полный гамильтониан двухротаторной модели, в которой ядро представляется как два аксиальных ротатора (протонный и нейтронный), двигающихся друг относительно друга

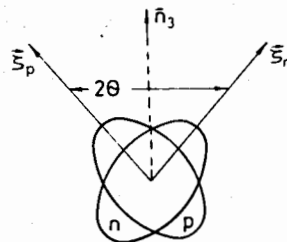


Рис. I. Геометрия двухротаторной модели ядра.

(см. рис. I). Считается, что каждая из подсистем (протонная и нейтронная) обладает свойствами, типичными для аксиальных ядер. Гамильтониан ядра записывается в виде

$$\hat{H} = \hat{T}_p + \hat{T}_N + V(\theta) + \mathcal{H}_{intr}, \quad (1)$$

где \mathcal{H}_{intr} - внутренний гамильтониан ядра, оперирующий в пространстве внутренних переменных и допускающий состояния с ненулевой проекцией углового момента нуклонов на соответствующую ось симметрии. Потенциал взаимодействия между ротаторами определяется функцией $V(\theta)$, где переменная θ равна углу смещений их из положения равновесия. В гамильтониане (1) \hat{T}_p и \hat{T}_N - это операторы кинетической энергии соответствующих подсистем, имеющие вид

$$\hat{T}_i = \frac{1}{2} A_{+,-}^i (\hat{I}_+^i \hat{I}_-^i + \hat{I}_-^i \hat{I}_+^i) + A_{+,+}^i (\hat{I}_+^i)^2 + A_{-,-}^i (\hat{I}_-^i)^2, \quad (2)$$

где \hat{I}_{\pm}^i - компоненты оператора углового момента протонов (или нейтронов) определены по отношению к внутренним осям каждой подсистемы. Ось 3 внутренней системы координат принимается совпадающей с осью аксиальной симметрии \hat{S}_i ($i = p$ или N). В выборе внутренних осей 1 и 2 допускается произвол. Это приводит к соотношениям коммутации между инерционными операторами $A_{\nu,\nu'}$ и оператором проекции внутреннего углового момента на ось симметрии:

$$[A_{+,-}^i, \hat{J}_3^i] = 0; [A_{+,+}^i, \hat{J}_3^i] = \delta_{i,m} \cdot 2A_{+,+}^i = \delta_{i,m} (2A_{-,-}^i)^{\dagger} \quad (3)$$

Выделив числовую часть A_i^0 ($A_i^0 = 1/2 \cdot \mathcal{J}_i$) из оператора $A_{+,-}^i$, определенную как среднее по волновым функциям основного состояния ядра, гамильтониан (I) можно представить как

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{T}' \quad (4)$$

где

$$\hat{H}_0 = A_p^0 (\hat{I}_p^2 - \hat{I}_{\hat{S}_p}^2) + A_N^0 (\hat{I}_N^2 - \hat{I}_{\hat{S}_N}^2) + V(\theta) + \mathcal{H}_{intr} \quad (5)$$

Следовательно, анализ модели разбивается на два этапа. В §§ I-3 изучается оператор \hat{H}_0 , а в § 4 - эффекты связи коллективного движения с внутренними степенями свободы, описываемые членами \hat{T}' .

Для дальнейшего анализа гамильтониана всей системы в § I определяются оси, фиксирующие ее положение в пространстве $\{-\vec{n}_1, \vec{n}_2, \vec{n}_3\}$. Эти единичные векторы образуют правый ортонормированный репер и выражаются через \hat{S}_p и \hat{S}_N . Затем вводятся полный угловой момент системы в целом ($\hat{I} = \hat{I}_p + \hat{I}_N$) и оператор относительного движения двух подсистем ($\hat{S} = \hat{I}_p - \hat{I}_N$), и оператор \hat{H}_0 приводится к виду

$$\hat{H}_0 = \hat{H}_{0,0} + \hat{H}_{0,1} \quad (6)$$

где

$$\hat{H}_{0,0} = \frac{1}{4} (A_p^0 + A_N^0) (\hat{I}^2 + \hat{S}^2) + V(\theta) + \mathcal{H}_{intr} \quad (7)$$

$$\hat{H}_{0,1} = \frac{1}{2} (A_p^0 - A_N^0) \cdot (\hat{I} \cdot \hat{S}) \quad (8)$$

Найдена реализация проекций на внутренние оси операторов \hat{I} и \hat{S} для случая, когда проекция внутреннего углового момента на ось симметрии отлична от нуля.

В § 2 решается задача Шредингера $\hat{H}_{0,0} \Psi = E \Psi$. Найдены условия, обеспечивающие инвариантность Ψ по отношению к преобразованиям, которые описывают повороты осей симметрии каждой из подсистем на угол π , оставляющие инвариантным гамильтониан. Собственные функции $\hat{H}_{0,0}$ определены как базисные функции системы:

$$\Psi(ImkKn) = \left(\frac{2I+1}{16\pi^2} \right)^{1/2} (1 + \delta_{k,0} \cdot \delta_{k,0})^{-1/2} \varphi_{x,n}(\theta) \times \left\{ D_{M,K}^I(\Omega) \mathcal{X}_k + (-1)^I D_{M,-K}^I(\Omega) \mathcal{X}_{-k} \right\} \quad (9)$$

где \mathcal{X}_k - функции, связанные с внутренним движением нуклонов; $D_{MK}^I(\Omega)$ - обобщенные сферические функции, характеризующие вращательные движения системы; $\varphi_{x,n}(\theta)$ - функции, соответствующие относительным перемещениям протонного и нейтронного ротаторов, которые имеют вид

$$\varphi_{x,n}(\theta) = \left[\frac{2 \cdot n!}{(n+x)!} \right]^{1/2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2}\right) L_n^x(\theta^2) \theta^{x+1/2} \quad (10)$$

(Здесь $L_n^x(\theta^2)$ - присоединенный полином Лагерра). Формула (10) справедлива в приближении $V(\theta) = (1/2) \cdot c \theta^2$ при $\theta \ll \pi/4$, где c - параметр жесткости. Спектр энергий оператора $\hat{H}_{0,0}$ описывается формулой

$$E(IkKn) = \frac{1}{2} \omega \theta_0^2 I(I+1) + \omega(2n+x+1) + \mathcal{E}_{intr}(k) \quad (11)$$

где θ_0 - характеристическое значение угла θ ; ω - энергия возбуждений состояний I^+ : $\omega = (A_p^0 + A_N^0) / (2 \cdot \theta_0^2)$. Показано, что состояния характеризуются тремя числами, имеющими смысл проекций углового момента на ось симметрии ядра: проекций внутреннего углового момента (k), углового момента, обусловленного относительными колебаниями ротаторов (x), и полного углового момента ($K = |k \mp x|$), а также числом узлов (n) по переменной θ , определяющей амплитуду колебаний ротаторов. Дается схематическое представление спектра, соответствующего выражению (11). Показывается, что возбуждения М1-моды возникают не только над основным ($k = 0$), но и над вибрационными полосами (k - произвольное число).

В § 3 исследуется оператор $\hat{H}_{0,1}$ (см. формулу (8)), который недиагонален в представлении с базисными функциями (9) и приводит к смешиванию состояний с различными x, K, n в собственных функциях оператора $\hat{H}_{0,0}$. Учет недиагональных м.э. $\hat{H}_{0,1}$ в спектре собственных энергий и в волновых функциях осуществляется по теории возмущений:

$$\tilde{\Psi}(IMkK\alpha n) = \Psi(IMkK\alpha n) - \quad (12)$$

$$- \frac{1}{\omega} \sum_{K', \alpha', n'} \frac{\langle IMkK'\alpha'n' | \hat{H}_{0,1} | IMkK\alpha n \rangle}{(2n' - 2n + \alpha' - \alpha)} \Psi(IMkK'\alpha'n'),$$

т.е. оператор $\hat{H}_{0,1}$ не изменяет внутреннего состояния ядра и, следовательно, диагонален по числу k . Учет смешивания базисных состояний (по числу α) приводит к перенормировке инерционных параметров, описывающих интервалы энергии между уровнями ротационной полосы. Показано, что моменты инерции разных полос, построенных на внутренних конфигурациях с $k=0$, равны сумме моментов инерции протонной и нейтронной составляющих, как это и должно быть в системах, совершающих вращение как целое:

$$\mathcal{I}_{gr} = \mathcal{I}_{\beta} = \mathcal{I}_{\gamma} = \mathcal{I}_{\rho} + \mathcal{I}_{N} \equiv \mathcal{I}, \quad (13)$$

а момент инерции полос с $k \neq 0$ и, в том числе, γ -полосы отличается от других. Для γ -полосы получена следующая формула:

$$\mathcal{I}_{\gamma} = \mathcal{I} \cdot \left[1 - \frac{(\mathcal{I}_{\rho} - \mathcal{I}_{N})^2}{\mathcal{I}_{\rho} \cdot \mathcal{I}_{N}} (1 + \rho) \right]^{-1}, \quad (14)$$

где

$$\rho = \sum_{n=1}^{\infty} 4[(2n+1)(n+1)]^{-1} \approx 1,543.$$

Из выражений (13) и (14) следует, что $\mathcal{I}_{\gamma} > \mathcal{I}$ и что \mathcal{I}_{γ} в данной модели ядра сильно зависит от разницы $(\mathcal{I}_{\rho} - \mathcal{I}_{N})$.

В § 4 проведен подробный анализ оператора \hat{T}' , связывающего коллективное движение с внутренним. Для удобства анализа оператор записывается в виде

$$\hat{T}' = \hat{T}'_{\beta} + \hat{T}'_{\gamma}, \quad (15)$$

где

$$\hat{T}'_{\beta} = a_{\beta,1}(\hat{H}_{0,0} - V(\theta) - \mathcal{H}_{intr}) + a_{\beta,2} \hat{H}_{0,1}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \hat{T}'_{\gamma} = & b_1(\hat{I}_+^2 + \hat{S}_+^2) + (\hat{I}_-^2 + \hat{S}_-^2)b_1^{\dagger} + \\ & + b_2(\hat{I}_+\hat{S}_+ + \hat{S}_+\hat{I}_+) + (\hat{S}_-\hat{I}_- + \hat{I}_-\hat{S}_-)b_2^{\dagger}. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь $a_{\beta,1}$, $a_{\beta,2}$, b_1 , b_1^{\dagger} , b_2 и b_2^{\dagger} - инерционные операторы со свойствами (3). Оператор \hat{T}'_{β} смешивает состояния с $\Delta k = 0$, т.е. состояния β -полосы ($k=K=\alpha=n=0$) с основной ($k=K=\alpha=n=0$) и S -полосой ($k=n=0, K=\alpha=1$). Оператор же \hat{T}'_{γ} смешивает состояния при $\Delta k = 2$, т.е. состояния основной, β - и S -полос с γ -полосой ($k=K=2, \alpha=n=0$). Вычислены все матричные элементы от этих операторов по базисным состояниям. Показано, что наличие оператора \hat{T}' в полном гамильтониане (4) приводит к смешиванию коллективных полос, т.е. учет инерционных операторов ($A^{\rho, N}$) по разным внутренним функциям дает дополнительную перенормировку моментов инерции полос и приводит к отклонению от формулы жесткого ротатора в спектре полос.

Во второй главе рассматриваются мультипольные операторы в рамках двухротонной модели и дается общая схема вычисления м.э. физически наблюдаемых величин.

В § 1 подробно описывается процедура выбора мультипольных операторов в рассматриваемой модели ядра. Мультипольный оператор для каждой из подсистем ($\tau = \rho$ или N) записывается в виде

$$M_{\tau}(\lambda \mu) = \sum_{\nu'} M'(\lambda \nu'; \hat{I}_{\pm}^{\tau}) D_{\mu \nu'}^{\lambda}(\Omega_{\tau}), \quad (18)$$

(где λ - мультипольность оператора), а для всей системы представляется как

$$M(\lambda \mu) = M_{\rho}(\lambda \mu) + M_N(\lambda \mu). \quad (19)$$

Для вычисления м.э. оператора (19) осуществляется переход от переменных, описывающих ориентацию отдельных подсистем $\Omega_{\tau} \equiv \{\alpha_{\tau}, \beta_{\tau}, \gamma_{\tau}\}$, к угловым переменным $\Omega \equiv \{\alpha, \beta, \gamma\}$, определяющим ориентацию всей системы в пространстве, и переменной θ . Для этого используется соотношение $\hat{n}_i^{\tau} = \hat{R}_{\tau} \cdot \hat{n}_i$, в котором орты каждой из подсистем $\hat{n}_i^{\tau} \equiv \{\hat{\xi}_{\tau}, \hat{\eta}_{\tau}, \hat{\zeta}_{\tau}\}$ со смещены с ортами всей системы \hat{n}_i ($i=1,2,3$) поворотами $\hat{R}_{\rho} = \hat{R}(\pi/2, \theta, -\pi/2) = \hat{R}_N^{-1}$ и $\hat{R}_N = \hat{R}(-\pi/2, \theta, \pi/2) = \hat{R}_{\rho}^{-1}$. Для D -функции Вигнера такой переход осуществляется использованием теоремы сложения поворотов:

$$D_{\mu, \nu'}^{\lambda}(\Omega_{\tau}) = \sum_{\nu} D_{\mu, \nu}^{\lambda}(\Omega) D_{\nu, \nu'}^{\lambda}(\hat{R}_{\tau}^{-1}).$$

Следующим этапом в выборе мультипольных операторов в рассматриваемой модели является переход от проекции угловых моментов \hat{I}_{\pm}^{ρ} и \hat{I}_{\pm}^N к операторам \hat{I}_i и \hat{S}_i , спроектированным на оси, определяющие ориентацию всего ядра. Когда $\theta \ll \pi/4$, это позволяет мультипольный момент ядра записать в самом общем случае в виде

$$M(\lambda\mu) = M_0(\lambda\mu) + M_\theta(\lambda\mu), \quad (20)$$

где

$$M_0(\lambda\mu) = \sum_{\nu} D_{\mu,\nu}^{\lambda}(\Omega) \left[M'_p(\lambda, \nu; \frac{1}{2}\hat{I}_{\pm}) + M'_N(\lambda, \nu; \frac{1}{2}\hat{I}_{\pm}) \right], \quad (21)$$

$$M_\theta(\lambda\mu) = \sum_{\nu} D_{\mu,\nu}^{\lambda}(\Omega) \left\{ \frac{-i\theta}{2} \sqrt{(\lambda+\nu)(\lambda\pm\nu+1)} \left[M'_p(\lambda, \nu\pm 1) - M'_N(\lambda, \nu\pm 1) \right] + \left[M'_p(\lambda, \nu; \frac{1}{2}(\hat{I}_{\pm} + \hat{S}_{\pm})) - M'_p(\lambda, \nu; \frac{1}{2}\hat{I}_{\pm}) \right] + \left[M'_N(\lambda, \nu; \frac{1}{2}(\hat{I}_{\pm} - \hat{S}_{\pm})) - M'_N(\lambda, \nu; \frac{1}{2}\hat{I}_{\pm}) \right] \right\}. \quad (22)$$

Здесь $M_0(\lambda\mu)$ является изоскалярным оператором, а $M_\theta(\lambda\mu)$ - изовекторным.

В § 2 вычисляются м.э. электрических квадрупольных переходов. Оператор E2 момента имеет вид

$$M(E2, \mu) = M_0(E2, \mu) + M_\theta(E2, \mu).$$

В изоскалярном квадрупольном операторе

$$M_0(E2, \mu) = \sum_{\nu} D_{\mu,\nu}^2(\Omega) \hat{m}'_{2,\nu} \quad (23)$$

компоненты квадрупольного тензора во внутренней системе координат $\hat{m}'_{2,\nu} \equiv M'_p(E2, \nu) + M'_N(E2, \nu)$ представлены следующим образом:

$$\hat{m}'_{2,\nu} = \begin{cases} Q_0, & \nu=0, \\ m_0 \cdot (|\chi_\beta\rangle\langle\chi_{gr}| + |\chi_{gr}\rangle\langle\chi_\beta|), & \nu=0, \\ m_2 \cdot (|\chi_\gamma\rangle\langle\chi_{gr}| + |\chi_{gr}\rangle\langle\chi_\gamma|), & \nu=\pm 2, \\ 0, & \nu=\pm 1, \end{cases} \quad (24)$$

где Q_0 - внутренний квадрупольный момент ядра. В изовекторной части квадрупольного оператора внутренние компоненты $\hat{m}'_{2,\nu} \equiv M'_p(E2, \nu) - M'_N(E2, \nu)$ при $\nu=0$ и $\nu=\pm 2$ равны нулю, а при значениях $\nu=\pm 1$ имеем

$$M_\theta(E2, \mu) = -i\theta \left\{ \frac{\sqrt{3}}{2} \left[Q_0^{(\theta)} + m_0^{(\theta)} (|\chi_\beta\rangle\langle\chi_{gr}| + |\chi_{gr}\rangle\langle\chi_\beta|) \right] + m_2^{(\theta)} (|\chi_\gamma\rangle\langle\chi_{gr}| + |\chi_{gr}\rangle\langle\chi_\gamma|) \right\} (D_{\mu,1}^2(\Omega) + D_{\mu,-1}^2(\Omega)). \quad (25)$$

В формулах (24) и (25) $m_0, m_2, m_0^{(\theta)}, m_2^{(\theta)}, Q_0^{(\theta)}$ - некоторые константы. Показывается, что смешивание состояний по числу χ в волновых функциях (12) приводит к сравнимым вкладам от изоскалярной и от изовекторной частей квадрупольного оператора в м.э. между состояниями S - и gr -, S - и β -, S - и γ -полос при малых значениях I , а при больших спинах вклад в эти м.э. изоскалярной части может доминировать.

В § 3 изучаются магнитные дипольные переходы. Для определения вида оператора магнитного момента с учетом геометрии изучаемой системы проделаны те же операции, что и в § 1, и получено следующее:

$$M(M1, \mu) = M_0(M1, \mu) + M_\theta(M1, \mu), \quad (26)$$

где

$$M_0(M1, \mu) = \sum_{\nu} \left[M'_p(M1, \nu) + M'_N(M1, \nu) \right] D_{\mu,\nu}^1(\Omega) + \frac{1}{2} \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{4\pi}} \frac{e\hbar}{2mc} (g_p + g_N) \hat{I}_\mu, \quad (27)$$

$$M_\theta(M1, \mu) = \frac{-i\theta}{2} \sum_{\nu} \sqrt{(\lambda+\nu)(2\pm\nu)} \left[M'_p(M1, \nu\pm 1) - M'_N(M1, \nu\pm 1) \right] D_{\mu,\nu}^1(\Omega) + \frac{1}{2} \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{4\pi}} \frac{e\hbar}{2mc} (g_p - g_N) \hat{S}_\mu. \quad (28)$$

Изоскалярный оператор $M_0(M1, \mu)$ дает вклад только в статический магнитный момент. Первый член изовекторной части оператора (26) также вносит вклад в статический магнитный момент, который оказывается равным

$$\mu = \frac{1}{2} (g_p - g_N) \frac{\mathcal{J}_p - \mathcal{J}_N}{\mathcal{J}_p + \mathcal{J}_N} \cdot \mathbf{I}, \quad (29)$$

где g_p и g_N - гиромангнитные отношения соответствующих подсистем. С учетом (27) и (29) получаем для гиромангнитного отношения формулы

$$g_{gr} = g_\beta = \frac{g_p \mathcal{J}_p + g_N \mathcal{J}_N}{\mathcal{J}_p + \mathcal{J}_N}; \quad g_s = g_{gr} + A_0^2 (g_p - g_N)^2 \frac{2}{I(I+1)}; \quad (30)$$

$$g_\gamma = g_{gr} + A_0^2 (g_p - g_N)^2 \frac{1}{I(I+1)}.$$

Динамическая часть оператора $M_\theta(M1, \mu)$ - второй член в формуле (28) - определяет магнитные дипольные переходы между разными состояниями системы, например:

$$\langle I+1; s \| M_0(M1, \mu) \| I; gr \rangle =$$

$$= \frac{i}{\Theta_0} \sqrt{\frac{3}{16\pi}} \cdot \frac{e\hbar}{2mc} (g_p - g_N) \sqrt{\frac{I+2}{2}} \left[1 + \frac{\Theta_0^2 A_0^2}{2} I(I+3) \right], \quad (31)$$

где $A_0 = (\mathcal{J}_p - \mathcal{J}_N) / (\mathcal{J}_p + \mathcal{J}_N)$. Перенормировка гиромагнитных отношений (см. формулы (30)) и член, пропорциональный $\Theta_0^2 \cdot A_0^2$, в формуле (31) появляются из-за смешивания базисных функций в собственных функциях (см. формулу (12)). Также получено выражение для приведенной вероятности магнитных дипольных переходов в полосе $k = K \neq 0$, $\mathcal{X} = n = 0$ для более общего случая

$$B(M1; \mathcal{X}=0; I \rightarrow I-1) = \frac{3}{4\pi} A_0^2 (g_p - g_N)^2 K^2 \left[\frac{(I-K)(I+K)}{I(2I+1)} \right] \left(\frac{e\hbar}{2mc} \right)^2, \quad (32)$$

из которого видно, что роль М1-переходов внутри полосы заметно усиливается с ростом числа K . Так, при $K \gg 1 \gg I-K$ имеем $B(M1) \sim K(I-K)$.

В третьей главе исследуются неадиабатические эффекты, вызываемые связью gr -, β -, γ - и S -полос.

В § 1 рассматривается простая феноменологическая модель, в которой допускается существование S -полосы и кориолисова связь между состояниями gr -, β -, γ - и S -полос. Эта модель использована для изучения состояний положительной четности ядра ^{232}Th . Вычисляются спектр состояний, отношения E2-переходов из β - и γ -полос в основную полосу. Отмечается возможность описания спектров с включением $K^\pi = 1^+$ полос и необходимость развития теории для описания электромагнитных характеристик.

В § 2 двухроторная модель используется для описания спектра ^{232}Th . Строится гамильтоновская матрица и рассматривается случай смешивания состояний gr -, β -, γ - и S -полос, в котором состояния S -полосы отождествляются с состояниями изовекторного М1-резонанса:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} gr & \beta & \gamma & S \\ \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_g} + \omega_{gr} & \frac{1}{2} \frac{I(I+1)D}{\mathcal{J}_g\beta} & \sqrt{\frac{1}{2} I(I+1)(I+2)} \frac{D}{\mathcal{J}_g\gamma} & 0 \\ & \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_\beta} + \omega_\beta & \sqrt{\frac{1}{2} I(I+1)(I+2)} \frac{D}{\mathcal{J}_\beta\gamma} & -\sqrt{\frac{1}{2} I(I+1)} \frac{D}{\mathcal{J}_\beta S} \\ & & \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_\gamma} + \omega_\gamma & \sqrt{I(I+2)} \frac{D}{\mathcal{J}_\gamma S} \\ & & & \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_S} + \omega_S \end{pmatrix} \quad (33)$$

Здесь $P_{l,l}$ - параметры связи, конкретный вид которых определяется отдельными комбинациями инерционных операторов, действующих на внутренние волновые функции.

Для изучения характеристик указанных состояний решается уравнение

$$\hat{H}_l^6 \tilde{\Psi}_l^6 = \epsilon_l^6 \tilde{\Psi}_l^6 \quad (34)$$

на собственные значения и собственные функции, в котором \hat{H}_l^6 - гамильтоновская матрица (33). Собственные функции представляются в виде

$$\Phi_l^6(IM) = \sum_p f_{p,l}^{6,I} \tilde{\Psi}_p, \quad (35)$$

где $(l, p) = \{gr, \beta, \gamma, S\}$; $f_{p,l}^{6,I}$ - амплитуды смешивания состояний; l - номер ротационно-вибрационной полосы; p - номер компоненты. Функции $\tilde{\Psi}_p \equiv \tilde{\Psi}_p(IM, k, \mathcal{X}, n)$ учитывают смешивание низколежащих с высоколежащими и определяются формулой (12).

Энергии состояний определяются так:

$$E_l^6(I) = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_l} + \omega_l + \epsilon_l^6(I), \quad (36)$$

где \mathcal{J}_l и ω_l - моменты инерции и головные энергии l -й полосы. Затем подробно излагается процедура фиксирования параметров и дается сравнение экспериментального и теоретического спектров (см. рис. 2), а также структура состояний положительной четности ядра ^{232}Th .

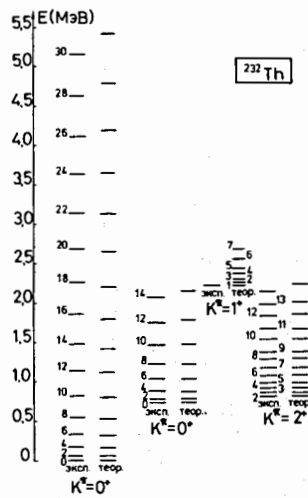


Рис.2. Сравнение экспериментального и теоретического спектров состояний положительной четности для ^{232}Th .

В § 3 получаются общие выражения для приведенных вероятностей М1- и Е2-переходов в задаче смешивания состояний g_7^- , β^- , γ^- и $K^\pi = 1^+$ полос. Показывается, что одним набором параметров в выражениях можно описывать все известные экспериментальные данные об электромагнитных переходах. Устанавливается связь в полученных общих выражениях для В(М1) между разными полосами с В(М1) β^- -фактором (приведенная вероятность возбуждения состояния 1^+ из основного состояния ядра), что позволяет проанализировать сравнимые по величине вероятности М1- и Е2-переходов при γ^- -рас-

паде состояний. Приводятся численные расчеты абсолютных значений В(Е2) и В(М1) для ядра ^{232}Th и сравниваются с экспериментальными. Описывается немонотонная зависимость от спина отношений В(Е2) из состояний β^- - и γ^- -полос в основную. В целом на примере ядра ^{232}Th показывается, что двухротаторная модель способна воспроизвести экспериментальную ситуацию, для которой характерны сильные отклонения от правил адиабатической теории для ветвления переходов. Кроме того, дается анализ конкурентоспособности М1- и Е2-переходов при распаде состояний β^- - и γ^- -полос ядра ^{232}Th .

В последних параграфах каждой главы представлены выводы.

В Приложении А приводятся основные коммутационные соотношения между операторами, входящими в гамильтониан ядра.

Приложение Б знакомит с собственными функциями $\psi_{\mathcal{L},n}(\theta)$ оператора $\hat{H}_{0,0}$ и матричными элементами по этим функциям.

В заключении перечислены основные результаты диссертации и сформулированы основные положения, выносимые на защиту:

1. Развита двухротаторная модель ядра с тем, чтобы описать наряду с возбуждениями типа гигантского углового резонанса также и внутренние возбуждения протонной и нейтронной подсистем, приводящие в общем случае к ненулевым значениям проекций внутреннего углового момента на ось симметрии. Учет внутренних состояний каждой из подсистем привел к возможности построения возбуждений ГУР над состояниями, имеющими разные внутренние конфигурации.

2. Даны полный анализ гамильтониана и физическое определение коллективных квантовых чисел модели. Показано, что состояния характеризуются тремя числами, имеющими смысл проекций углового момента на ось симметрии ядра: проекций внутреннего углового момента (k), углового момента, обусловленного относительными колебаниями ротаторов (\mathcal{L}), и полного углового момента ($K = |k \mp \mathcal{L}|$), а также числом узлов (n) по переменной θ , определяющей амплитуду колебаний ротаторов.

3. Найдена реализация проекций на внутренние оси оператора полного углового момента ($\vec{I} = \vec{I}_P + \vec{I}_N$) и оператора относительного движения двух ротаторов ($\vec{S} = \vec{I}_P - \vec{I}_N$) для случая, когда проекция внутреннего углового момента на ось симметрии (k) отлична от нуля.

4. Определен набор базисных состояний. Показано, что найденные базисные функции, удовлетворяющие условиям симметрии в случае $k \neq 0$, совпадают с функциями из работы Палумбо и др. при $k = 0$. Вычислены м.э. всех операторов, фигурирующих в гамильтониане модели ядра.

5. Выполнен анализ связи разных типов коллективного движения. Показано, 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 возмущения 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 $k \neq 0$ оказываются большими, чем момент инерции основной полосы четно-четного ядра ($k = 0$).

6. Предложена процедура получения общих выражений для мультипольных операторов в рамках двухротаторной модели, которые представлены в виде суммы изоскалярных и изовекторных компонент, удобных для изучения роли возбуждений типа углового резонанса в задаче смешивания состояний с разными внутренними конфигурациями. Показана общая схема получения матричных элементов физически наблюдаемых величин в рамках модели.

7. Показано, что в матричных элементах мультипольных операторов имеются добавки от примесей по числу \mathcal{L} в волновых функциях, приводящие к отклонениям от правил адиабатической теории. Проведен анализ всех возможных ненулевых м.э. от изоскалярной и от изовекторной частей электрического квадрупольного и магнитного дипольного операторов между разными состояниями. Получены формулы для гиромагнитных отношений полос. Показано, что отличие инерционных характеристик протонной и нейтронной компонент, приводящее к смешиванию базисных функций в собственных функциях, также обуславливает и перенормировку гиромагнитных отношений полос.

8. Модель применяется для исследования неадиабатических эффектов, вызванных возбуждениями $M1$ -моды. Построена гамильтоновская матрица с учетом взаимодействия g_r -, β -, γ - и S -полос, в которой состояния S -полосы отождествляются с полосой $M1$ -резонанса. Показано, что смешивание коллективных полос с $\Delta K = 1$, описываемое гамильтоновской матрицей, имеет такую же спиновую зависимость, как и смешивание, вызванное взаимодействием Кориолиса, и что происходит дополнительная перенормировка момента инерции ядра. Даны сравнение экспериментального и теоретического спектров состояний положительной четности ядра ^{232}Th и структура состояний. Анализируется влияние примесей состояний S -полосы в описании спектров низколежащих сильносвязанных состояний ядер, имеющих сильные отклонения от правил адиабатической теории.

9. Получены общие выражения для приведенных вероятностей $M1$ - и $E2$ -переходов с учетом смешивания компонент с разными внутренними возбуждениями в рамках модели. Показано, что одним набором параметров в выражениях можно описывать все известные экспериментальные данные об электромагнитных переходах. Показано также, что модель может воспроизвести экспериментальную ситуацию, для которой характерны сильные отклонения от правил адиабатической теории для ветвления переходов на примере ядра ^{232}Th .

10. Как один из важных результатов отмечается появление магнитных дипольных переходов внутри полос, обусловленное присутствием $K^\pi = 1^+$ компоненты в собственных функциях гамильтониана. Дан анализ конкурентоспособности $M1$ - и $E2$ -переходов при распаде состояний внутри полос. Также сопоставляются времена жизни по отношению к излучению квадрупольных и магнитных дипольных γ -квантов при распаде состояний β - и γ -полос ядра ^{232}Th .

Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Михайлов И.Н., Бриансон Ш., Усманов П.Н., Юлдашбаева Э.Х. О возможности кориолисова смешивания состояний g_r -, β -, γ - и S -полос (пример ядра ^{232}Th). - Дубна, 1985. - II с. (Сообщение ОИЯИ: Р4-85-8).
2. Михайлов И.Н., Усманов П.Н., Юлдашбаева Э.Х. "Гигантский угловой резонанс" и структура нижайших состояний ядер. - ЯФ, 1987, т.45, вып.3, с.646-656. Дубна, 1985. - I8 с. (Препринт ОИЯИ: Р4-85-960).
3. Михайлов И.Н., Юлдашбаева Э.Х., Бриансон Ш. Неадиабатические эффекты, вызываемые возбуждениями $M1$ -моды. - ЯФ, 1987, т.46, вып.4(10), с.1055-1062. Дубна, 1986. - I4 с. (Препринт ОИЯИ: Р4-86-570).
4. Михайлов И.Н., Юлдашбаева Э.Х., Бриансон Ш. Электромагнитные характеристики низколежащих состояний в двухроторной модели ядра. - Дубна, 1987. - I6 с. (Препринт ОИЯИ: Р4-87-395).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 февраля 1988 года.