

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-84-638

Я.Квасил, М.М.Чариев, С.Цвек, П.Холан

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРИОЛИСА
В НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

1984

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные о вращательных полосах в деформированных ядрах подтверждают существование двух предельных случаев связи внутреннего момента \vec{j} ядра с вращательным моментом \vec{R} /см., например, ^{1,2/} /. При медленных вращениях внутренний момент сильно связан с деформацией ядра /предел сильной связи/. В области быстрых вращений большие силы Кориолиса развязывают момент \vec{j} со средним деформированным полем, и происходит выстраивание внутреннего момента \vec{j} вдоль оси вращения /т.е. вдоль направления полного момента $\vec{I} = \vec{j} + \vec{R}$ /. В связи с этим возникает вопрос - когда /т.е. при каких спинах/ процесс выстраивания уже закончен и до каких моментов можно использовать модель сильной связи \vec{j} с деформацией. Иначе говоря, возникает вопрос о переходе между обоими вышеупомянутыми пределами связи внутреннего момента \vec{j} с деформацией среднего ядерного поля.

В настоящей работе сделана попытка качественно объяснить этот переход в нечетном ядре, используя квазиadiaбатическую модель сильной связи момента \vec{j} с деформацией, в которой учтены центробежные и кориолисовы силы и в которую введены неadiaбатические поправки в духе идей Харриса ^{3/}. В рамках такого подхода, с использованием модели квазичастица + фонон /см. ^{4/} /, для описания внутреннего неротационного движения ядра показано на конкретном ядре ²³⁵U, что:

1. Неadiaбатические поправки Харриса позволяют без перестройки внутренней структуры остова описать вращательные полосы в нечетном ядре довольно высоко /вплоть до спинов $51/2\hbar$ /.

2. Учет квазичастица + фононных компонент /см. также ^{5/} / во внутренних волновых функциях состояний нечетного ядра объясняет ослабление сил Кориолиса, введенных для описания экспериментальных данных.

3. Можно качественно описать выстраивание внутреннего момента вдоль оси вращения /иначе говоря, начало процесса выстраивания/.

1. МОДЕЛИ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ ВНУТРЕННЕГО МОМЕНТА С ДЕФОРМАЦИЕЙ И НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Уже в своей пионерской работе А. Керман ^{6/} продемонстрировал значение взаимодействия Кориолиса при анализе экспериментальных данных о нечетных деформированных ядрах. Эффекты, вызванные

центробежными и кориолисовыми силами, были с тех пор изучены с точки зрения разных подходов. Большинство работ с этой тематикой исходило из ядерного гамильтониана H , в котором выделена внутренняя /неротационная/ часть H_{intr} , т.е. ядро трактовалось в пределе сильной связи внутреннего момента j с деформацией ядерного поля

$$H = H_{intr} + H_{rot}(\hat{R}^2), \quad /1/$$

где $H_{rot}(\hat{R}^2)$ - оператор кинетической энергии вращения четного остова данного нечетного ядра, который в общем случае нетривиальным образом зависит от квадрата вращательного момента

$$\hat{R}^2 = (\vec{I} - \vec{j})^2 = \hat{I}^2 - \hat{I}_3^2 - (I_+ j_- + I_- j_+) + \frac{1}{2}(j_+ j_- + j_- j_+), \quad /2/$$

здесь \vec{I} - полный момент нечетного ядра, \vec{j} - внутренний момент, $I_{\pm} = I_1 \pm iI_2$, $j_{\pm} = j_1 \pm ij_2$ - операторы сдвига проекции момента на ось симметрии ядра. Собственные функции гамильтониана /1/ можно искать в виде линейной комбинации базисных функций:

$$| \alpha KIM \rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \{ \mathcal{D}_{MK}^I | \alpha K \rangle + (-1)^{I+K} \mathcal{D}_{M-K}^I R_y(\pi) | \alpha K \rangle \}, \quad /3/$$

где \mathcal{D}_{MK}^I - функция Вигнера / K - проекция полного момента на ось симметрии ядра и M - проекция на ось Z лабораторной системы/, $| \alpha K \rangle$ - кет-вектор, характеризующий внутреннее /неротационное/ состояние ядра ($H_{intr} | \alpha K \rangle = \epsilon_{\alpha K} | \alpha K \rangle$), $R_y(\pi)$ - оператор поворота вокруг оси Y на угол π . Коэффициенты этой линейной комбинации получаются диагонализацией матрицы полного гамильтониана /1/ в базисе функций /3/. Порядок этой матрицы связан с числом экспериментально наблюдаемых внутренних состояний и с числом внутренних состояний вблизи уровня Ферми, которые эффективно взаимодействуют через центробежные и кориолисовы силы с состояниями, наблюдаемыми в эксперименте.

Разные подходы к данной проблематике состоят в использовании разных моделей внутреннего движения нуклонов в ядре /т.е. разных гамильтонианов H_{intr} / и в использовании разных функциональных зависимостей H_{rot} от R^2 .

В первых работах по кориолисовой тематике /см., например/6/ / H_{intr} заменялось средним деформированным полем Нильссона H_{av} , и H_{rot} бралось в виде ротатора $\frac{\hbar^2}{2J_0} R^2$ /не учитывались никакие неадиабатические поправки/. При этом оказалось, что простой потенциал Нильссона и Саксона-Вудса не в состоянии дать матричные элементы $\langle \alpha' K' | j_{\pm} | \alpha K \rangle$, которые бы воспроизводили экспериментальный спектр. Чтобы получить согласие с экспериментом, пришлось искусственно перенормировать эти матричные элементы /вести

фактор ослабления/, но физического объяснения такой перенормировки в первых работах не было. В связи с открытием парных эффектов в ядре /7-9/ к среднему полю H_{av} добавили часть H_{pair} гамильтониана, описывающую парные взаимодействия нуклонов. Перенормировка матричных элементов $\langle \alpha' K' | j_{\pm} | \alpha K \rangle$ по сравнению с чисто нильссоновскими матричными элементами, которая при этом получилась, оказалась недостаточной, чтобы воспроизвести экспериментальные данные по энергиям /см., например/10-18/. В работах /5,19-23/ удалось объяснить эту дополнительную перенормировку путем включения во внутренний гамильтониан действующих остаточных взаимодействий мультиполь-мультипольного характера.

Так как накапливался экспериментальный материал по ядерным состояниям с высшими спинами в деформированных ядрах, оказалось необходимым изучать неадиабатические эффекты в ядрах /т.е. ввести в модель зависимость инерциальных параметров и других характеристик ядер от угловой частоты вращения/. Работы на эту тему исходят из разложения вращательной энергии четно-четного остова в степенной ряд по частоте вращения /см., например/24,25//

$$E_{rot} = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \omega^{2n}, \quad /4/$$

где $\omega = \frac{dE_{rot}}{dR}$, или используют разложение типа /26,27/ и др./

$$\hat{R}^2 = \sum_{n=1}^{\infty} b_n E_{rot}^n. \quad /5/$$

Разложения /4/ и /5/ применяются для обработки экспериментальных данных длинных ротационных полос в четно-четных ядрах. Для получения согласия с экспериментальными данными в энергиях со спинами до $I \sim 14-16/\hbar$ достаточно ограничиться в /4/ и /5/ двумя членами /см., например, /28/. В /5/ два члена в разложении /5/ учитывались для изучения неадиабатических эффектов в нечетных ядрах, с использованием метода двойной диагонализации. Показано, что такой подход позволяет улучшить согласие с экспериментальными энергиями в области спинов до $\sim 25/2 \hbar$ в нечетных деформированных ядрах. Кроме того, оказалось, что при спинах $\sim 21/2 \hbar$ начинает проявляться расщепление состояний полосы по сигнатуре /28/, т.е. вращательная полоса расщепляется на две, и в каждой сохраняется сигнатура $\frac{-1}{-1}^{I+1/2} = 1$ или $\frac{-1}{-1}^{I+1/2} = -1$; см. /1-3,5-19/.

Четкое расщепление по сигнатуре характерно для слабой связи внутреннего момента с деформацией /см. /15/, когда внутренние моменты ядерных состояний выстроены вдоль оси вращения и где могут использоваться модели, основанные на кренкинг-гамильтониане /см., например/29-36/. Степень выстраивания угловых моментов можно характеризовать величиной /см. /1/ /

$$i_{\alpha}(\omega) = I_{\alpha}(\omega) - I_0(\omega), \quad /6/$$

где $I_{\alpha}(\omega)$ - момент возбужденного состояния ядра над ираст-линией / α - квантовые числа, характеризующие данное возбужденное состояние/, $I_0(\omega)$ - момент ядра в ираст-состоянии с частотой вращения ω . В пределе больших моментов /внутренний момент j выстроен/

$$i_{\alpha}(\omega) = I_{\alpha}(\omega) - I_0(\omega) \rightarrow R + j_{\alpha} - R - j_{\alpha_0} = j_{\alpha} - j_{\alpha_0}, \quad /7/$$

где j_{α} - внутренний момент, соответствующий внутреннему состоянию α^* ; α_0 характеризует внутреннее основное состояние данного нечетного ядра. Это значит, что с ростом частоты вращения в зависимости I_{α} от частоты ω /где α пробегает все вращательные полосы/ проявляются усредненные внутренние моменты j_{α} , т.е. для данной ω момент $I_{\alpha}(\omega)$ полосы, основанной на внутренних состояниях, происходящих из оболочки с большим j , должен быть больше, чем значение $I_{\alpha}(\omega)$ для полос, основанных на состояниях из оболочек с малым j . Этот эффект проверяется в следующих частях данной работы на примере ^{235}U , в рамках квазиadiaбатической модели с центробежными и кориолисовыми силами с двойной диагонализацией, описанной в /5/.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В этой части коротко опишем способ решения уравнения Шредингера с гамильтонианом /1/, и с его собственными векторами будем изучать процесс выстраивания внутреннего момента.

Так как предполагаем аксиальную симметрию среднего ядерного поля, функции $|\alpha \text{ KIM}\rangle$ /см. /4/ / являются собственными функциями части H_{intr} гамильтониана /1/, но оператор $H_{\text{rot}}(R^2)$ недиагонален в этом базисе. Он диагонален в базисе $|\sigma \text{ RIM}\rangle$, где $R^2|\sigma \text{ RIM}\rangle = R_{\sigma}(R_{\sigma} + 1)|\sigma \text{ RIM}\rangle$ и σ - остальные квантовые числа, однозначно определяющие данный ансамбль одновременно наблюдаемых. Переход от одного базиса к другому осуществляется комбинацией

$$|\sigma \text{ RIM}\rangle = \sum_{\alpha \text{ K}} \langle \alpha \text{ KIM} | \sigma \text{ RIM} \rangle |\alpha \text{ KIM}\rangle, \quad /8/$$

* Внутренний момент j не является хорошим квантовым числом в деформированных ядрах, но здесь под j_{α} подразумевается

среднее значение $\sqrt{\langle \alpha \text{ K} | \hat{j}^2 | \alpha \text{ K} \rangle}$, которое в нечетном ядре в какой-то степени отражает момент оболочки, из которой данное состояние $|\alpha \text{ K}\rangle$ происходит /т.е. куда стремится в пределе нулевых деформаций среднего поля и нулевых остаточных взаимодействий/.

где коэффициенты $\langle \alpha \text{ KIM} | \sigma \text{ RIM} \rangle$ и собственные значения R_{σ} можно получить диагонализацией матрицы оператора \hat{R}^2 , построенной в базисе $|\alpha \text{ KIM}\rangle$ с матричными элементами в виде /см. /2/:

$$\begin{aligned} \langle \alpha_2 \text{ K}_2 I_2 M_2 | \hat{R}^2 | \alpha_1 \text{ K}_1 I_1 M_1 \rangle &= \delta_{I_1 I_2} \delta_{M_1 M_2} \{ \delta_{K_1 K_2} \delta_{\alpha_1 \alpha_2} [I_1(I_1 + 1) - K_1^2] - \\ &- \delta_{K_1 1/2} \delta_{K_2 1/2} (-1)^{I_1 + 1/2} (I_1 + 1/2) \langle \alpha_2 \text{ K}_2 | j_+ | \alpha_1 \bar{K}_1 \rangle - \\ &- \sqrt{(I_1 + K_1)(I_1 - K_1 + 1)} \langle \alpha_1 \text{ K}_1 | j_+ | \alpha_2 \text{ K}_2 \rangle \delta_{K_2 K_1 - 1} - \\ &- \sqrt{(I_1 - K_1)(I_1 + K_1 + 1)} \langle \alpha_2 \text{ K}_2 | j_+ | \alpha_1 \text{ K}_1 \rangle \delta_{K_2 K_1 + 1} + \\ &+ 1/2 \delta_{K_1 K_2} \sum_{\alpha_i \text{ K}_i} (\langle \alpha_2 \text{ K}_2 | j_+ | \alpha_i \text{ K}_i \rangle \langle \alpha_1 \text{ K}_1 | j_+ | \alpha_i \text{ K}_i \rangle + \\ &+ \langle \alpha_i \text{ K}_i | j_+ | \alpha_1 \text{ K}_1 \rangle \langle \alpha_i \text{ K}_i | j_+ | \alpha_2 \text{ K}_2 \rangle) \}. \end{aligned} \quad /9/$$

С известными собственными значениями R_{σ} можно определить вращательную энергию остова. Исходя из разложения /4/ и определения $\omega = \frac{dE_{\text{rot}}}{dR}$, получаем для вращательного момента R разложение

в виде нечетного степенного ряда по частотам вращения. Оставляя в этом ряду только линейные и кубические члены, приходим к известной формуле Харриса /3/

$$\sqrt{R_{\sigma}(R_{\sigma} + 1)} = \omega_{\sigma}(J_0 + \omega_{\sigma}^2 J_1) \Rightarrow \omega_{\sigma} = \frac{\sqrt{R_{\sigma}(R_{\sigma} + 1)}}{\frac{J_0}{3} + \sqrt{J_1(\sqrt{Q} + \frac{R_{\sigma}}{2})^2} + \sqrt{J_1(\sqrt{Q} - \frac{R_{\sigma}}{2})^2}}, \quad /10/$$

где J_0, J_1 - инерциальные параметры /моменты/ и $Q = (\frac{R_{\sigma}}{2})^2 + (\frac{J_0}{3})^2 - \frac{1}{J_1}$.

Соответствующая вращательная энергия:

$$E_{\text{rot}}(R_{\sigma}) = \langle \sigma \text{ RIM} | \hat{H}_{\text{rot}} | \sigma \text{ RIM} \rangle = \frac{1}{2} \omega_{\sigma}^2 (J_0 + \frac{3}{2} \omega_{\sigma}^2 J_1). \quad /11/$$

Зная вращательную энергию, можно перейти к диагонализации матрицы полного гамильтониана /1/. Эту матрицу можно построить или в базисе $|\sigma \text{ RIM}\rangle$, или в $|\alpha \text{ KIM}\rangle$. Например, в базисе $|\alpha \text{ KIM}\rangle$ она имеет вид /диагональна в индексах I, M /:

$$\begin{aligned} \langle a_2 K_2 IM | \hat{H} | a_1 K_1 IM \rangle &= \langle a_2 K_2 IM | H_{intr} | a_1 K_1 IM \rangle + \\ + \sum_{\substack{\sigma R \\ \sigma' R'}} \langle a_2 K_2 IM | \sigma RIM \rangle \langle \sigma RIM | H_{rot} | \sigma' R'IM \rangle \langle \sigma' R'IM | a_1 K_1 IM \rangle &= /12/ \\ = \delta_{a_1 a_2} \delta_{K_1 K_2} \epsilon_{Ka} + \sum_{\sigma R} \langle a_2 K_2 IM | \sigma RIM \rangle E_{rot} (R_{\sigma}) \langle \sigma RIM | a_1 K_1 IM \rangle, \end{aligned}$$

где ϵ_{Ka} - собственное значение внутренней энергии, принадлежащей внутреннему состоянию a ядра и где коэффициенты $\langle a KIM | \sigma RIM \rangle$ получены заранее при диагонализации матрицы \hat{R}^2/cm . /8//. Таким образом, после диагонализации R^2 и, следовательно, диагонализации \hat{H} , получаем энергии вращательных полос $E_{\nu}(I)$ и соответствующие волновые функции в виде

$$|\nu IM\rangle = \sum_{aK} \langle a KIM | \nu IM \rangle |a KIM\rangle, \quad /13/$$

где индекс ν однозначно характеризует состояние ядра. Обычно индекс ν отождествляют с тем индексом a , для которого $|\langle a KIM | \nu IM \rangle|^2$ в /13/ максимально*.

Для изучения эффекта выстраивания в духе отношения /7/, надо выяснить вопрос о получении, в рамках использованной модели, зависимости I_a от ω для каждой вращательной полосы, построенной над внутренним состоянием $|aK\rangle$. Для каждого значения полного момента I получаем диагонализацией гамильтониана \hat{H} волновые функции /13/, для состояний всех учитываемых в расчете ротационных полос. Соответствующую частоту можно получить путем усреднения

$$\omega_{\nu}(I) \equiv \langle \nu IM | \omega | \nu IM \rangle = \sum_{\sigma R} \langle \nu IM | \sigma RIM \rangle \omega_{\sigma} \langle \sigma RIM | \nu IM \rangle, \quad /14/$$

где ω_{σ} дано в /10/. Если обратить зависимость $\omega_{\nu}(I)$, получаем искомую зависимость $I_{\nu}(\omega)$.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Модель, описанная в предыдущей части, была использована для анализа состояний отрицательной четности в ^{235}U , для которых до сегодняшнего дня накопилось достаточное количество экспериментальных данных /см., например /37/. В расчете учитывались внутренние состояния, приведенные в табл.1. В первой строке этой

*Используем ли в качестве \hat{H}_{intr} только гамильтониан среднего поля со спариванием, индексы a могут быть характеризованы нильсоновскими асимптотическими квантовыми числами.

Таблица 1

Нумерация	I	2	3	4	5	6	7	8	9	IO	II	I2	I3
Асимптот. обозн.	$\frac{1}{2} [321]$	$\frac{1}{2} [370]$	$\frac{3}{2} [512]$	$\frac{3}{2} [461]$	$\frac{1}{2} [550]$	$\frac{5}{2} [752]$	$\frac{7}{2} [743]$	$\frac{9}{2} [734]$	$\frac{1}{2} [761]$	$\frac{11}{2} [725]$	$\frac{1}{2} [750]$	$\frac{13}{2} [716]$	$\frac{15}{2} [707]$
Оболочка	$P_{3/2}$	$\dot{I}_{45/2}$	$P_{3/2}$	$\dot{I}_{45/2}$	$P_{3/2}$	$\dot{I}_{45/2}$	$\dot{I}_{45/2}$	$\dot{I}_{45/2}$	$h_{11/2}$	$\dot{I}_{45/2}$	$\dot{I}_{13/2}$	$\dot{I}_{45/2}$	$\dot{I}_{45/2}$
$\langle a,K \dot{I}^2 a,K \rangle_{\text{part.}}$	6,2	45,5	4,6	49,9	I,3	45,3	48,1	IO,9	59,6	62,9	II,4	63,4	63,5

таблицы дана нумерация состояний, во второй строке приведены асимптотические обозначения учитываемых состояний. Третья строка содержит обозначения оболочек, из которых происходят данные внутренние состояния. В последней строке приведены значения $\langle \alpha K | j^2 | \alpha K \rangle$, вычисленные в рамках одночастичной модели Саксона-Вудса.

сона-Вудса.

В согласии с работами /5,19-23/ для описания внутреннего движения нуклонов в нечетном ядре была использована модель квазичастица + фонон /см. /4/, которая исходит из гамильтониана в виде

$$H_{intr} = H_{av} + H_{pair} + H_{qq} \quad /15/$$

где H_{av} - среднее деформированное поле /в нашем случае - гамильтониан Саксона-Вудса/, H_{pair} описывает парные взаимодействия, H_{qq} - остаточные дальнедействующие взаимодействия мультиполь-мультипольного типа. Параметры потенциала Саксона-Вудса были взяты из работ /38,39/. Энергетическая щель и химический потенциал /параметры спаривания/ для актинидов обсуждаются в /39/, откуда они были взяты для ^{235}U . Силовые константы квадруполь-квадрупольных сил, учитываемых в H_{qq} для актинидов, были тоже определены в /39/.

Из самосогласованных кренкинг-моделей известно /например, /40,41/ и др./, что энергетическая щель зависит от вращательного момента. При малых значениях моментов щель постоянна, затем в узком интервале вращательных моментов /частот/ резко исчезает. В актинидах этот интервал находится в области спинов $I \sim 30\hbar$ т.е. довольно высоко. Кроме того, как показал анализ, влияние спаривания на матричные элементы $\langle \alpha' K' | j^2 | \alpha K \rangle$ несущественно /по сравнению с влиянием дальнедействующих взаимодействий H_{qq} в гамильтониане H_{intr} /15//. Поэтому в наших вычислениях энергетическая щель зафиксировалась значением, взятым из /39/ /основания для такого фиксирования обсуждаются также в /41//.

Матричные элементы $\langle \alpha_2 K_2 | j^2 | \alpha_1 K_1 \rangle$, определенные по собственным функциям гамильтониана /15/ и использованные в дальнейшем расчете, приведены в табл.2.

Полумикроскопические модели типа квазичастица + фонон /4,39/ предсказывают энергии неротационных низковозбужденных состояний с точностью 100-300 кэВ по сравнению с экспериментом. Вычисления с центробежными силами и силами Кориолиса, однако, требуют относительно точных значений головных энергий вращательных полос, поскольку взаимодействия Кориолиса между вращательными полосами очень чувствительны к взаимному положению этих полос в спектре. Для исследования эффектов, связанных с взаимодействием Кориолиса /т.е. для получения волновых функций, отражающих экспериментальную информацию/, нужно вращательные полосы поместить в те места в спектре, которые при последовательном учете центро-

$\langle f $	$ i \rangle$	$\langle f j^2 i \rangle$	$\langle f $	$ i \rangle$	$\langle f j^2 i \rangle$
1/2 [52I]	1/2 [52I]	,0767	5/2 [752]	3/2 [5I2]	,2260
1/2 [770]	1/2 [52I]	,1389	5/2 [752]	3/2 [76I]	1,4138
3/2 [5I2]	1/2 [52I]	-,4228	1/2 [550]	1/2 [550]	-,2768
3/2 [76I]	1/2 [52I]	-,1990	1/2 [76I]	1/2 [550]	,0054
1/2 [550]	1/2 [52I]	-,2143	1/2 [750]	1/2 [550]	-,0058
1/2 [76I]	1/2 [52I]	-,0291	7/2 [743]	5/2 [752]	1,1525
1/2 [750]	1/2 [52I]	,0035	9/2 [734]	7/2 [743]	-,9958
1/2 [770]	1/2 [770]	,6394	11/2 [725]	9/2 [734]	-,7429
3/2 [5I2]	1/2 [770]	-,0195	1/2 [76I]	1/2 [76I]	,21816
3/2 [76I]	1/2 [770]	-,8057	1/2 [750]	1/2 [76I]	-1,0021
1/2 [550]	1/2 [770]	,0600	13/2 [716]	11/2 [725]	-,5541
1/2 [76I]	1/2 [770]	-,0380	1/2 [750]	1/2 [750]	-,21817
1/2 [750]	1/2 [770]	,0044	15/2 [707]	13/2 [716]	,4064

бежных и кориолисовых сил отвечают экспериментальному спектру. Поэтому внутренние энергии $\epsilon_{K\alpha}$ /см. /12// варьировали, чтобы воспроизвести экспериментальный спектр. Только в тех полосах, у которых уровни в экспериментах вообще не наблюдались, но у которых предполагается сильное смешивание с экспериментально наблюдаемыми полосами /и поэтому их нужно учитывать/, внутренние энергии $\epsilon_{K\alpha}$ были взяты со значениями, полученными из модели квазичастица + фонон /39/. Кроме головных энергий, подвергали варьированию инерциальные моменты J_0 и J_1 /см. /11//, чтобы воспроизвести экспериментальный спектр.

Все оптимальные параметры даны в табл.3. Оптимальные значения головных энергий, полученные описанным выше способом, приведены в первой строке табл.3. Для сравнения в третьей строке приведены внутренние энергии $\epsilon_{K\alpha}$, полученные из модели квазичастица + фонон.

Вычисленный и экспериментальный спектры показаны на рис.1.

Для изучения вопроса о том, как относятся полученные выше моменты инерции J_0 и J_1 к четно-четному остову, было сделано еще одно вычисление, когда на место энергии $E_{rot}(R_\sigma)$, определенной

α, K	$\frac{1}{2} [521]$	$\frac{3}{2} [512]$	$\frac{3}{2} [761]$	$\frac{1}{2} [550]$	$\frac{2}{2} [743]$	$\frac{2}{2} [734]$	$\frac{1}{2} [761]$	$\frac{11}{2} [725]$	$\frac{1}{2} [750]$	$\frac{13}{2} [716]$	$\frac{15}{2} [707]$
I $\varepsilon - \varepsilon_{\text{кв}}$, МэВ, параметр	I, 029	I, 270	I, 005	0, 878	0, 620	0, 0	I, 190	I, 900	I, 380	2, 400	3, 000
II $\varepsilon - \varepsilon_{\text{кв}}$, МэВ, параметр	I, 004	I, 272	0, 971	0, 092	0, 670	0, 0	I, 190	I, 900	I, 380	2, 414	3, 000
III $\varepsilon - \varepsilon_{\text{кв}}$, МэВ, параметр	I, 250	I, 307	0, 680	0, 990	0, 300	0, 0	0, 680	I, 850	I, 350	2, 400	3, 000

* $\varepsilon_{\text{кв}}, \varepsilon_0$ - внутренняя энергия основного состояния $7/2 [743]$, $\varepsilon_0 = 77 \text{ к}^2/\text{МэВ}$, $\varepsilon_1 = 450 \text{ к}^4/\text{МэВ}^3$.

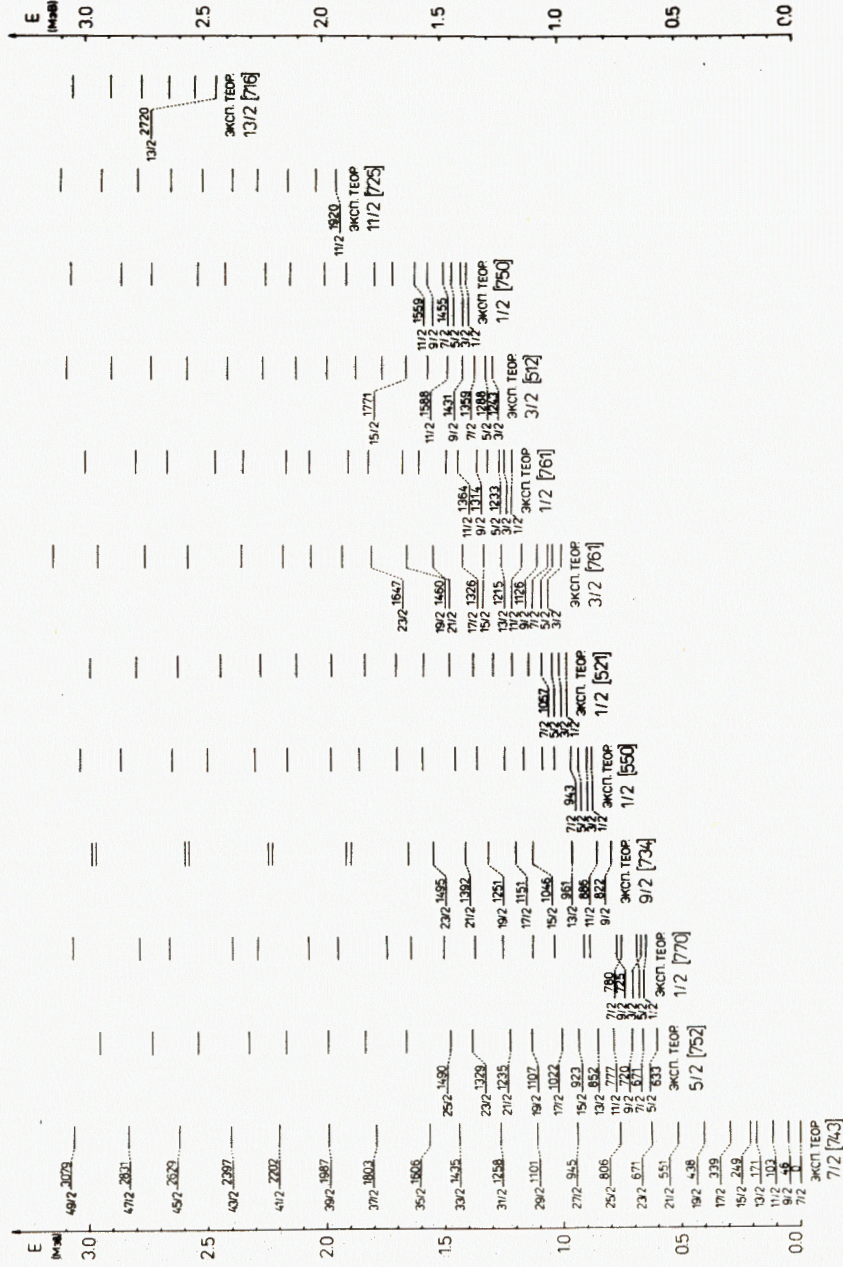


Рис. 1. Экспериментальные и теоретические вращательные полосы в ^{235}U .

отношением /11/, вставили экспериментальные ираст-энергии четно-четного остова /т.е. ^{234}U /, которые были взяты из работ /42/. При этом возникает проблема - какое значение $(E_{\text{rot}}(R))_{\text{эксп}}$ ираст-энергии четно-четного остова /т.е. какое $R/R = 0, 2, 4, 6, \dots$ / поставит в соответствие собственному значению R_{σ} оператора R^2 . Здесь мы использовали предположение о замене $E_{\text{rot}}(R_{\sigma})$ значением $(E_{\text{rot}}(R))_{\text{эксп}}$ с R , ближайшим к данному собственному значению R_{σ} . Однако этот вопрос может оказаться спорным. Если осуществить эту замену, то исчезает вопрос инерциальных моментов, поскольку вращательная энергия дана экспериментальными значениями ираст-энергий четно-четного остова. Расчет такого типа сделан, и результаты показывают, что путем вариации головных энергий можно получить те же самые энергии и волновые функции, что и при использовании отношения /11/ с инерциальными моментами J_0 и J_1 и головными энергиями, приведенными в первой строке табл.3. Поэтому на рис.1 даны только энергии, вычисленные с использованием отношения /11/. Во второй строке приведены головные энергии, полученные при расчете с экспериментальными энергиями $(E_{\text{rot}}(R))_{\text{эксп}}$ четно-четного остова. Из табл.3 видно, что значения $\epsilon_{\text{ка}}$ в первой и второй строках практически не отличаются друг от друга.

На первый взгляд казалось бы, что инерциальные моменты J_0 и J_1 в рамках использованной модели, хорошо описывающие спектр нечетного ядра, будут также описывать и ираст-линию соответствующего четно-четного остова. Однако значения $J_0^{(\text{core})}$ и $J_1^{(\text{core})}$, отвечающие ираст-линии ^{234}U : $J_0^{(\text{core})} = 68,4 \hbar^2 / \text{МэВ}$, $J_1^{(\text{core})} = 630 \hbar^4 / \text{МэВ}^3 / \text{см.}^{/37/}$, не согласуются со значениями J_0 и J_1 в табл.3. Это значит, что вопрос о большом моменте инерции J_0 для нечетного ядра по сравнению со значением четно-четного остова остается открытым и в рамках использованной модели. Возможно, что это расхождение связано с неточной заменой $E_{\text{rot}}(R_{\sigma}) \rightarrow (E_{\text{rot}}(R))_{\text{эксп}}$, о которой говорилось выше.

Надо заметить, что в рамках использованного подхода удалось хорошо описать спектр всех экспериментально наблюдаемых вращательных полос, используя моменты инерции J_0, J_1 , единые для всего ядра /в отличие от работ /5, 19-23/, где для разных полос использовались разные параметры инерции/. Это отвечает предположениям модели: вращающийся остов + нечетная частица.

Волновые функции состояний вращательных полос, построенных над внутренними состояниями, приведенными в табл.1 и полученными описанным выше методом двойной диагонализации, применялись в дальнейшем для изучения процесса выстраивания. С использованием /14/ для всех учитываемых в ^{235}U 13 полос отрицательной четности была определена зависимость полного момента I от вращательной частоты ω . Результаты показаны на рис.2 и 3. На рис.2 схематически изображено расщепление, которое получается в рамках используемой модели для зависимости полного момента I от ω . При малых частотах $\omega/\omega < 0,18/$ зависимость $I(\omega)$ для всех полос сли-

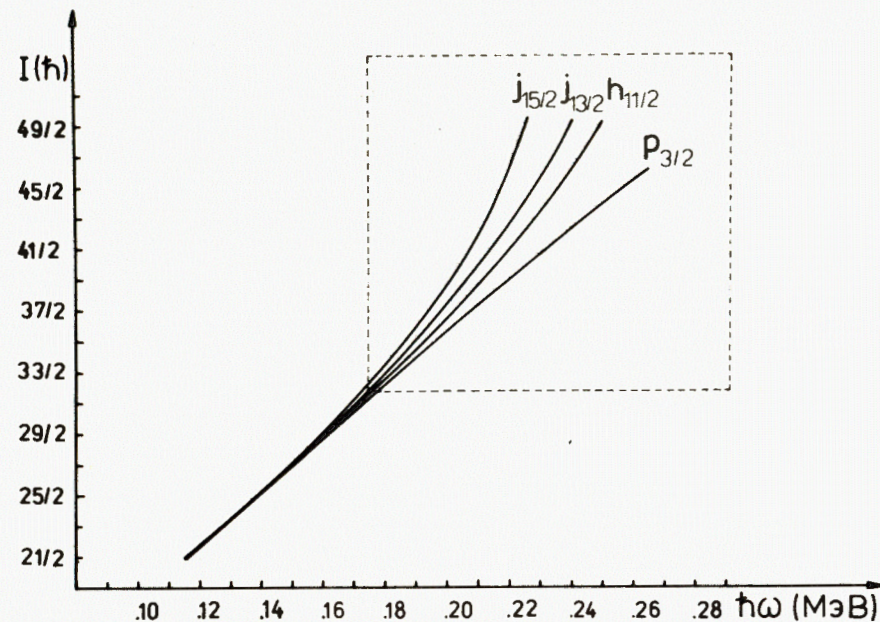


Рис.2. Схема расщепления зависимости полного момента от частоты вращения.

вается в одну линию. В области частот $\omega \sim 0,2$ начинают проявляться эффекты выстраивания и происходит расщепление этой зависимости $I(\omega)$ по внутреннему моменту ротационных полос /т.е. в зависимости от того, из какой оболочки происходит внутреннее состояние, над которым построена данная вращательная полоса/. Квадрат, ограниченный на рис.2 пунктиром, изображен на рис.3 в реальном масштабе, т.е. так, как получается из расчетов. Из рис.3 видно, что использованная довольно простая модель отражает в какой-то степени начало выстраивания. В связи с этим нужно заметить, что из-за наличия деформации в среднем ядерном поле понятие внутреннего момента теряет смысл. В деформированном ядре внутренний момент j каждой оболочки "размазан" по всем состояниям. Эта размазка внутреннего момента пропорциональна деформации. Деформация в общем случае зависит от вращательного момента. На основе этого казалось бы, что невключение в нашу модель зависимости деформации среднего поля от вращательного момента может сказаться на результатах. Но в работе /43/ показано, что в актиидах до вращательного момента $R \sim 30 \hbar$ деформация почти не меняется /в случае редкоземельной области см. /44/ /. Это оправдывает наше предположение о стабильной деформации среднего поля, не зависящей от вращательного момента (до $R \sim 30 \hbar$).

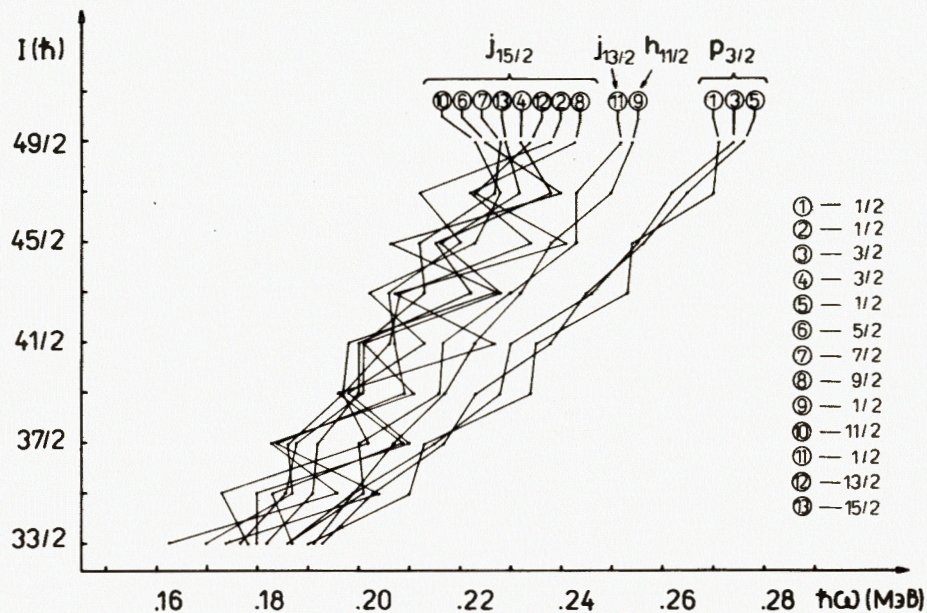


Рис.3. Зависимость полного момента от частоты вращения для всех вращательных полос, учитываемых в расчете.

Кроме размазки внутреннего момента вследствие наличия деформации возникает также размазка, вызванная центробежными и кориолисовыми взаимодействиями, которая усиливается с ростом частоты вращения. Как видно из рис.3, размазка внутреннего момента за счет этих взаимодействий, по крайней мере, до спинов $R \sim 25\hbar$, еще не так сильна, чтобы ядерные состояния $|\nu IM\rangle$ "забыли", из какой оболочки они происходят.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты показывают, что довольно простая квази-адиабатическая модель с включением центробежного и кориолисова взаимодействий с неадиабатическими поправками Харриса описывает качественно начало выстраивания внутреннего момента вдоль оси вращения. Использовать эту модель для вращательных моментов $R > 30\hbar$ не имеет смысла, поскольку из нее не видно, что характеристики внутреннего гамильтониана при больших частотах вращения зависят от этих частот. Для больших частот приходится использовать кренкинг-модель. Следующая неточность модели состоит в том, что из-за технических причин мы ограничивались 13 состояниями отрицательной четности вблизи уровня Ферми. Это ограничение числа взаимодействующих полос также может сказаться на

результатах, хотя не учтенные нами состояния лежат в спектре высоко, и есть надежда, что такие состояния не слишком влияют на поведение низколежащих состояний ядра.

ЛИТЕРАТУРА

- Bohr A., Mottelson B. Proc.Int. Conf.Nuclear Structure, Tokyo, 1977; J.Phys.Soc. Japan 44, 1978, Suppl., p. 157-172.
- Faessler A. Report of the Pre-Symposium of Tokyo Conf. Nuclear Structure, September, 1977, Tokyo.
- Harris S.M. Phys.Rev.Lett., 1964, 13, p. 633; Phys.Rev., 1965, 138B, p. 509.
- Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971 /англ. перевод Theory of Complex Nuclei, Pergamon Press, Oxford, 1976/.
- Kvasil J. et al. JINR, E4-11066, Dubna, 1977; Czech.J.Phys. 1979, B29, p. 843.
- Kerman A.K. Mat. Fys.Medd.Kgl.Danske vid.Selskab, 1956, 30, No 15
- Belyaev S.T. Math.Fyz.Medd.Dan.Vid.Selsk, 1959, 31, No 11.
- Bohr A., Mottelson B.R., Pines D. Phys.Rev., 1958, 110, p. 936.
- Соловьев В.Г. ЖЭТФ, 1958, 35, с. 823; ДАН СССР, 1958, 123, с. 658.
- Perlman I. Proc.Int.Conf. on Nuclear Structure, Kingston, Canada, ed. D.A.Bromley and E.W.Vogt (Univ of Toronto Press, Toronto and North-Holland, Amsterdam, 1960), p. 556.
- Ahmad I. PhD Thesis, University of California Radiation Laboratory, Report UCRL2 16888, 1966, unpublished.
- Stephens F.S. et al. Nucl.Phys., 1968, A115, p. 129.
- Hjorth S.A. et al. Nucl.Phys., 1970, A144, p. 513.
- Lovhoiden G. et al. Nucl.Phys., 1970, A148, p. 657.
- Rensfelt K.G., Johnson A., Hjorth S.A. Nucl.Phys., 1970, A156, p. 529.
- Selin E., Hjorth S.A., Ryde H. Physica Scripta, 1970, 2, p. 181.
- Kvasil J., Sterba F., Holan P. Czech. J.Phys., 1978, B28, p. 291.
- Sterba F., Sterbova J., Kvasil J. Czech. J.Phys., 1978, B28, p. 31.
- Акбаров А. и др. ОИЯИ, Р4-11969, Дубна, 1978.
- Бегжанов Р.Б. и др. ОИЯИ, Р4-11982, Дубна, 1978; Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, т. 43, №5, с. 1026.
- Михайлов В.М., Панин Р.Б., Чориев Б. ОИЯИ, Р4-12677, Дубна, 1979.
- Квасил Я., Хазратов Т., Чориев Б. ОИЯИ, Р4-80-401, Дубна, 1980.

23. Kvasil J. et al. Czech J. Phys., 1981, B31, p. 1376.
24. Saethre O. et al. Nucl.Phys., 1973, A207, p. 486.
25. Nadjakov E., Mikhailov I.N. Nucl.Phys., 1968, A107, p. 2.
26. Nadjakov E., Nojarov R. Int. Center for Theor.Phys., Preprint IC/75/41, Trieste, 1975.
27. Михайлов И.Н. и др. ОИЯИ, Р4-2886, Дубна, 1965.
28. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure II, publ. by W.A.Benjamin, N.Y.Amsterdam, 1974.
29. Banerjee B., Mang H.J., Ring P. Nucl.Phys., 1973, A215, p. 366.
30. Bhargava P.C. Nucl.Phys., 1973, A207, p. 258.
31. Faessler A. et al. Nucl.Phys., 1976, A256, p. 106.
32. Goodman A.L. Nucl.Phys., 1976, A265, p. 113.
33. Dudek J., Werner T. J.Phys.G., 1978, vol. 4, p. 1543.
34. Marshalek E.R. Nucl.Phys., 1977, A275, p. 416.
35. Михайлов И.Н., Янссен Д. Изв. АН СССР, сер.физ., 1977, т. 41, с. 1576.
36. Квасил Я. и др. ОИЯИ, Р4-83-730, Дубна, 1983.
37. Simon R.S. et al. Z.Phys., 1980, A298, p. 121.
38. Dudek J. et al. J.Phys.G, 1979, vol.5, p. 1359.
39. Иванова С.П. и др. ЭЧАЯ, 1976, т.7, вып.2, с. 451.
40. Cwiok S., Dudek J., Szymanski Z. Acta Physica Polonica, 1978, B9, p. 725.
41. Chen Y.S., Frauendorf S. Nucl.Phys., 1983, A393, p. 135.
42. Ower H. et al. Nucl.Phys., 1982, A388, p. 421.
43. Egido V.L., Ring P. J. of Phys., 1982, G8, p. L43.
44. Andersson G. et al. Nucl.Phys., 1976, A268, p. 205.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 сентября 1984 года.

Квасил Я. и др.

Р4-84-638

Неадиабатические эффекты и взаимодействие Кориолиса
в нечетных деформированных ядрах

Изучается процесс выстраивания внутреннего момента во вращающихся ядрах в рамках квазиадиабатической модели с учетом центробежных сил и взаимодействий Кориолиса. Рассматриваются неадиабатические поправки и их влияние на описание длинных ротационных полос в нечетных ядрах. Дискутируется вопрос об эффекте ослабления взаимодействия Кориолиса в результате присутствия фонон-квазичастичных компонент во внутренних волновых функциях состояний нечетных ядер. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими результатами проводится для конкретного случая ядра ^{235}U . Предложенный подход качественно хорошо описывает начало выстраивания внутреннего момента вдоль оси вращения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Kvasil J. et al.

P4-84-638

Nonadiabatical Effects and the Coriolis Interaction of the
Odd Deformed Nuclei

The alignment of the intrinsic angular momentum along the rotation axis of nucleus is studied in the framework of the quasiadiabatic model with inclusion of the centrifugal and Coriolis interactions. The problem of nonadiabatic corrections and their influence on the description of long rotational bands of odd nuclei is discussed. The reduction of Coriolis interaction strength is obtained as a result of existence of the phonon-quasiparticle components in the intrinsic wave functions of odd nuclei states. Comparison of the experimental data with the theoretical ones is carried out for the case of ^{235}U nucleus. The method proposed qualitatively describes the beginning of the alignment of the intrinsic angular momentum along the rotation axis.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984