

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ41а
К-21

2417/2-76

28/11-76

P4 - 9552

Д.Караджов, Р.Х.Сафаров

ЭФФЕКТ КОРИОЛИСОВА АНТИСПАРИВАНИЯ
В СОСТОЯНИЯХ ГАММА-РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС

1976

P4 - 9552

Д.Караджов, Р.Х.Сафаров

ЭФФЕКТ КОРИОЛИСОВА АНТИСПАРИВАНИЯ
В СОСТОЯНИЯХ ГАММА-РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС

Объединенный институт
ядерных исследований
БНБ/МОТЕКА

Введение

Известно, что модель принудительного вращения Инглиса^{/1/} удовлетворительно объясняет поведение энергетических уровней основной ротационной полосы при учете эффекта кориолисова антиспаривания^{/2/}. Представляет интерес распространить этот метод расчета и на другие ротационные полосы, построенные, например, на возбужденных состояниях вибрационного типа.

Изменение с угловым моментом вращения корреляционной функции ротационной полосы вибрационного состояния должно отличаться от соответствующего изменения корреляционной функции основной ротационной полосы из-за наличия коллективного неротационного возбуждения ядра. Найдем спиновую зависимость корреляционной функции гамма-ротационных состояний, рассматривая вращение на основе модели Инглиса, а вибрации - в приближении хаотических фаз^{/3/}.

§1. Уравнение для корреляционной функции гамма-ротационной полосы

Согласно модели принудительного вращения будем рассматривать ядро как систему частиц, находящихся в самосогласованном поле, приведенном в медленное вращение. В системе координат, связанной с полем, вращающимся с частотой Ω , гамильтониан ядра можно записать в виде

$$\hat{H}_{\Omega} = \hat{H}_0 - \Omega \hat{I}_x, \quad /1/$$

где ΩI_x - слабое возмущение, а \hat{H}_0 - невозмущенный гамильтониан задачи квадрупольных колебаний ядра, которая может быть решена, например, в приближении хаотических фаз /3/:

$$\hat{H}_0 = \hat{\epsilon}_0 + \omega_{\nu K} B_{\nu K}^+ B_{\nu K}, \quad /2/$$

где $\hat{\epsilon}_0 = 2 \sum (\epsilon_s - \lambda) v_s^2 - G (\sum u_s v_s)^2$ - энергия основного состояния ядра, $B_{\nu K}^+ (B_{\nu K})$ - оператор рождения /уничтожения/ вибрационного фона с частотой $\omega_{\nu K}$ и с квантовыми характеристиками νK /здесь выделено отдельно квантовое число K - проекция углового момента на 3-ось внутренней системы координат/.

Усредняя гамильтониан /2/ по однофононному невозмущенному состоянию

$$|\nu K\rangle = B_{\nu K}^+ |\psi_0\rangle, \quad /3/$$

получим энергию возбуждения ядра в вибрационном состоянии:

$$\hat{\epsilon}_{\nu K} = \hat{\epsilon}_0 + n_{\nu K} \omega_{\nu K}. \quad /4/$$

Частота вибрационного фона $\omega_{\nu K}$ определяется из уравнения

$$\frac{1}{\kappa} = 2 \sum_{ss'} \frac{q_{ss'}^2 (u_s v_{s'} + u_{s'} v_s)^2 (E_s + E_{s'})}{(E_s + E_{s'})^2 - \omega_{\nu K}^2}, \quad /5/$$

где $q_{ss'} = \langle s\sigma | q_{22} | s'\sigma' \rangle$ - матричные элементы оператора квадрупольного момента, $v_s^2 = 1 - u_s^2 = \frac{1}{2} (1 - \frac{\epsilon_s - \lambda}{E_s})$.

- параметры канонического преобразования Боголюбова,

$E_s = \sqrt{(\epsilon_s - \lambda)^2 + C^2}$ - энергия квазичастицы, C - корреляционная функция.

Функцию состояний гамильтониана /1/

$$|\nu K \Omega\rangle = B_{\nu K}^+ |\psi_\Omega\rangle \quad /6/$$

найдем в первом порядке теории возмущений относительно $-\Omega I_x$. Будем полагать, что при достаточно медленном вращении ядра /по крайней мере для тех угловых моментов, которые в настоящее время наблюдаются экспериментально для гамма-ротационных полос/ остается справедливым уравнение /5/.

Вычислим среднее значение оператора проекции углового момента I_x по состоянию /6/ и из условия

$$\langle \nu K \Omega | \hat{I}_x | \nu K \Omega \rangle = J_{\nu K} \Omega \quad /7/$$

получим выражение для момента инерции ядра в вибрационном состоянии:

$$J_{\nu K} = 2 \sum_{n \neq \nu K} \frac{|\langle n | \hat{I}_x | \nu K \rangle|^2}{\epsilon_n - \epsilon_{\nu K}}. \quad /8/$$

Полная энергия возбуждения ядра определяется в невращающейся системе координат:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\nu K \Omega} &= \langle \nu K \Omega | H_\Omega + \Omega \hat{I}_x | \nu K \Omega \rangle = \\ &= \epsilon_0 + n_{\nu K} \omega_{\nu K} + \frac{I(I+1) - K^2}{2J_{\nu K}}. \end{aligned} \quad /9/$$

Уравнение для корреляционной функции вращающегося ядра в вибрационном состоянии можно получить с помощью вариационной процедуры, примененной к выражению энергии /9/:

$$\frac{\partial}{\partial C} \epsilon_{\nu K \Omega} = 0. \quad /10/$$

Ограничиваясь величинами второго порядка малости по возмущению, получим уравнение для корреляционной

функции ротационной полосы вибрационного состояния ядра

$$\frac{1}{G} = \sum_s \frac{1}{2E_s} - \frac{\partial}{\partial C^2} (n_{\nu K} \omega_{\nu K} + \frac{I(I+1) - K^2}{2J_{\nu K}}). \quad /11/$$

Уравнение для химического потенциала можно получить из условия сохранения числа частиц в среднем

$$N = \langle \nu K \Omega | \hat{N} | \nu K \Omega \rangle$$

или из определения

$$N = - \frac{\partial}{\partial \lambda} \epsilon_{\nu K \Omega},$$

которое приводит во втором порядке по возмущению к уравнению

$$N = \sum_s 2v_s^2 - \frac{\partial}{\partial \lambda} (n_{\nu K} \omega_{\nu K} + \frac{I(I+1) - K^2}{2J_{\nu K}}). \quad /12/$$

Можно получить аналогичные уравнения для ротационных полос, основанных на возбужденных двухквaziчастичных состояниях. Для этого воспользуемся предельным случаем приближения хаотических фаз, когда нижайшее решение уравнения /5/ близко к двухквaziчастичному полюсу $\omega_{\nu K} \rightarrow E_{f_1} + E_{f_2}$ и волновая функция однофононного состояния переходит в волновую функцию двухквaziчастичного состояния. В этом пределе система уравнений /11/ и /12/ переходит в систему уравнений для определения корреляционной функции и химического потенциала ротационной полосы, построенной на двухквaziчастичном состоянии:

$$\frac{1}{G} = \sum_{s \neq f_1 f_2} \frac{1}{2E_s} - \frac{\partial}{\partial C^2} \frac{I(I+1) - K^2}{2J_{\nu K}}, \quad /13/$$

$$N = 2 + \sum_{s \neq f_1 f_2} 2v_s^2 - \frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{I(I+1) - K^2}{2J_{\nu K}}.$$

При отсутствии вращения уравнения /13/ совпадают с известными уравнениями для характеристик C и λ двухквaziчастичного состояния с учетом эффекта блокировки.

Известно, что корреляционная функция $C_{f_1 f_2}$ двухквaziчастичного состояния ослаблена по сравнению с основным состоянием

$$C_{f_1 f_2} < C_g$$

вследствие эффекта блокировки, иначе из-за положитель-

ного знака производной $\frac{\partial \omega}{\partial C^2} \rightarrow \frac{\partial}{\partial C^2} (E_{f_1} + E_{f_2}) > 0$ /см. уравнение /11//.

В другом предельном случае, когда нижайшее решение уравнения /5/ много меньше первого полюса $\omega_{\nu K} \ll E_{f_1} + E_{f_2}$, можно воспользоваться адиабатическим приближением по частоте колебаний и получить выражение для частоты колебания ядра /3/:

$$\omega_{\nu K} = \sqrt{\frac{\frac{1}{\kappa} - 2 \sum_{ss'} \frac{q_{ss'}^2 (u_s v_{s'} + u_{s'} v_s)^2}{E_s + E_{s'}}}{2 \sum_{ss'} \frac{q_{ss'}^2 (u_s v_{s'} + u_{s'} v_s)^2}{(E_s + E_{s'})^2}}}$$

Из этого выражения легко заметить, что для достаточно

больших значений корреляционной функции имеем $\frac{\partial \omega_{\nu K}}{\partial C^2} < 0$,

что приводит к увеличению корреляционной функции вибрационного состояния по сравнению с основным состоянием $C_{\gamma} > C_g$.

В реальных ядрах парные корреляции вибрационного состояния могут быть усилены или ослаблены в зависимости от степени коллективности однофононного состояния.

§2. Момент инерции ядра в вибрационных состояниях

Вычислим момент инерции ядра в однофононном состоянии /3/ на основе формулы /8/ модели принудительного вращения с учетом парных корреляций. Для этого необходимо вычислить матричные элементы оператора проекции углового момента \hat{I}_x . Они отличны от нуля для переходов из однофононного состояния /3/ в состояния вида

$$\Psi(K^\pi, s_1, s_2, \nu, K') = C_{s_1 s_2 \nu} (a_{s_1 r_1}^+ a_{s_2 r_2}^+ B_{\nu' K'}^+ + \sum_{q_1 q_2 \sigma_1 \sigma_2} \sum_{\nu_1 K_1 \nu_2 K_2} D_{q_1 \sigma_1 q_2 \sigma_2}^{\nu_1 K_1 \nu_2 K_2} a_{q_1 \sigma_1}^+ a_{q_2 \sigma_2}^+ B_{\nu_1 K_1}^+ B_{\nu_2 K_2}^+) |\psi_0\rangle \quad /14/$$

с энергией $\xi_n(s_1, s_2, \nu, K')$, а также для переходов в двухквазичастичные состояния $\Psi(s_1, s_2)$ с энергией $\xi_n(s_1, s_2)$, в которых также учитывается взаимодействие квазичастиц и фононов. Вычисляя их, получим выражение для момента инерции ядра в вибрационном состоянии:

$$J_{\nu K} = J_{\nu K}^{(1)} + J_{\nu K}^{(2)} \quad /15/$$

где

$$J_{\nu K}^{(1)} = 4 \sum_{s_1 s_2} C_{s_1 s_2}^2 \frac{(j_{s_1 s_2}^x u_{s_1 s_2}^{(-)})^2}{\xi_n(s_1, s_2, \nu) - \omega_{\nu K}} \quad /15'/$$

$$J_{\nu K}^{(2)} = \sum_{s_1 s_2} C_{s_1 s_2}^2 \frac{\left\{ \sum_s [j_{s_1 s}^x v_{s_1 s}^{(+)} \psi_{s s_2} - j_{s_2 s}^x v_{s_2 s}^{(+)} \psi_{s s_1}] \right\}^2}{\xi_n(s_1, s_2) - \omega_{\nu K}} \quad /15''/$$

В предельном случае, когда волновая функция однофононного состояния переходит в функцию двухквазичас-

точного состояния, из выражения /15/ следует формула для момента инерции двухквазичастичного состояния:

$$J_{f_1 f_2} = J_{f_1 f_2}^{(1)} + J_{f_1}^{(2)} + J_{f_2}^{(2)} \quad /16/$$

где

$$J_{f_1 f_2}^{(1)} = 4 \sum_{s_1 s_2 \neq f_1 f_2} C_{s_1 s_2 f_1 f_2}^2 \frac{(j_{s_1 s_2}^x u_{s_1 s_2}^{(-)})^2}{\xi(s_1 s_2 f_1 f_2) - \xi(f_1 f_2)} \quad /16' /$$

момент инерции остова ядра,

$$J_{f_1}^{(2)} = 2 \sum_{s \neq f_1} C_{s f_1}^2 \frac{(j_{s f_1}^x v_{s f_1}^{(+)})^2}{\xi(s f_2) - \xi(f_1 f_2)} \quad \text{и } /16''/$$

$$J_{f_2}^{(2)} = 2 \sum_{s \neq f_2} C_{s f_2}^2 \frac{(j_{s f_2}^x v_{s f_2}^{(+)})^2}{\xi(s f_1) - \xi(f_1 f_2)} \quad /16'''/$$

вклады в момент инерции ядра от неспаренных частиц в состояниях f_1 и f_2 .

Аналогичное выражение для момента инерции ядра в возбужденном двухквазичастичном состоянии получено в работах /4-6/. К сожалению, непосредственное сравнение теоретических значений моментов инерции с экспериментом в случае двухквазичастичного возбуждения ядра затруднено из-за наличия спинового расщепления уровней.

Выражение для момента инерции ядра в вибрационном состоянии /15/ довольно сложно для проведения численных расчетов. Его можно упростить: из-за некогерентности слагаемых можно пренебречь выражением /15''/. Далее отметим, что взаимодействие квазичастиц и фононов при достаточно низких энергиях возбуждения оказывает малое влияние на квазичастичные состояния, а при больших энергиях возбуждения можно приближенно заменить энергии $\xi_n(s_1, s_2, \nu)$ на $E_{s_1} + E_{s_2} + \omega_{\nu K}$. В этом

приближении выражение для момента инерции ядра в вибрационном состоянии формально совпадает с формулой для момента инерции основного состояния:

$$J = 2 \sum_{ss'} \frac{(j_{ss'}^x \cdot u_{ss'}^{(-)})^2}{E_s + E_{s'}} \quad /17/$$

В данном приближении, однако, надо иметь в виду, что парные параметры ядра отличны от соответствующих параметров основного состояния вследствие вибрационного возбуждения ядра.

§3. Условия численных расчетов. Обсуждение результатов

Численные расчеты энергий ротационных уровней основной и γ -вибрационной полос проводились для четно-четных ядер $^{168-174}\text{Yb}$, в которых эти энергии изучены экспериментально относительно более полно^{/7/}. В качестве одночастичной схемы мы пользовались энергиями и состояниями, определенными в модели с потенциалом Саксона-Вудса^{/8/} /зона $A = 173$ при значениях параметров деформации $\beta_{20} = 0,290$; $\beta_{40} = 0$ /. В расчетах учитывались /отдельно для протонов и нейтронов/ все одночастичные состояния, лежащие в интервале от -25 до $+5$ МэВ. Это соответствует учету 60 протонных и 70 нейтронных уровней, расположенных симметрично относительно поверхности Ферми. Константы парного взаимодействия для нейтронной G_n и протонной G_p систем выбирались так, чтобы воспроизвести экспериментальные четно-нечетные разности масс ядер^{/9/}. Константа квадруполь-квадрупольного взаимодействия κ подбиралась из условия совпадения теоретического значения энергии γ -колебания с экспериментальным значением и считалась постоянной для всех состояний ротационной полосы.

Поскольку частота вибрации ω и момент инерции ядра $J = J_n + J_p$ зависят от нейтронных и протонных харак-

теристик ядра, то необходимо одновременно решить систему уравнений /11/ и /12/ для определения нейтронных и протонных значений корреляционной функции C и химического потенциала λ . Таким образом, совместно с уравнением для частоты колебания /5/ имеем следующую систему уравнений:

$$\frac{1}{G_n} = \sum_s^n \frac{1}{2E_s} - \frac{\partial}{\partial C_n^2} (n_{\nu K} \omega_{\nu K} + \frac{I(I+1) - K^2}{2J_{\nu K}}),$$

$$\frac{1}{G_p} = \sum_s^p \frac{1}{2E_s} - \frac{\partial}{\partial C_p^2} (n_{\nu K} \omega_{\nu K} + \frac{I(I+1) - K^2}{2J_{\nu K}}),$$

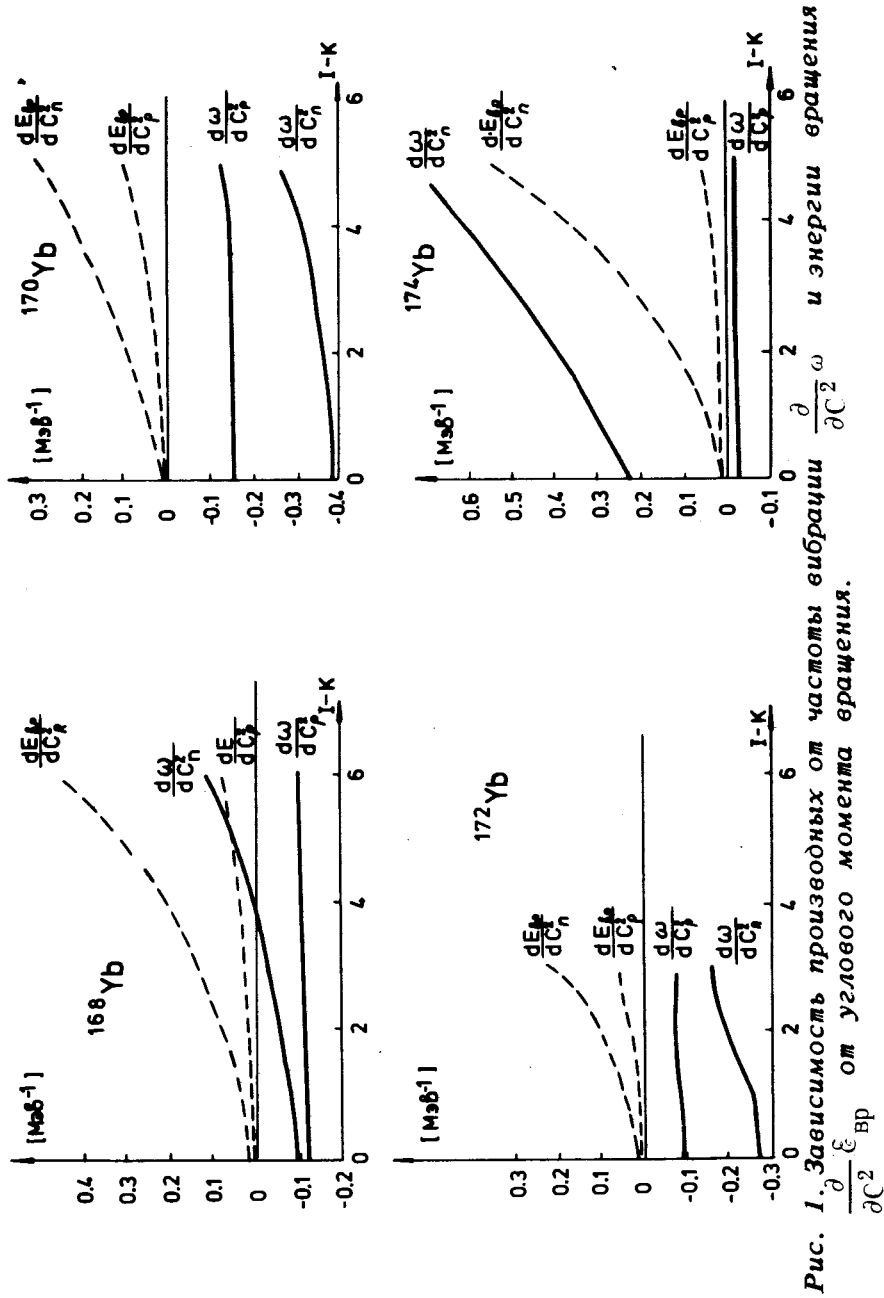
$$N_n = \sum_s^n 2v_s^2 - \frac{\partial}{\partial \lambda_n} (n_{\nu K} \omega_{\nu K} + \frac{I(I+1) - K^2}{2J_{\nu K}}),$$

$$N_p = \sum_s^p 2v_s^2 - \frac{\partial}{\partial \lambda_p} (n_{\nu K} \omega_{\nu K} + \frac{I(I+1) - K^2}{2J_{\nu K}}),$$

$$\frac{1}{\kappa} = 2 \sum_{ss'} \frac{q_{ss'}^2 (u_s v_{s'} + u_{s'} v_s)^2 (E_s + E_{s'})}{(E_s + E_{s'})^2 - \omega^2} \quad /18/$$

Данная система уравнений /18/ относительно неизвестных C_n , λ_n , C_p , λ_p и ω является нелинейной. Для ее решения мы применили регуляризованные итерационные процессы типа Гаусса-Ньютона^{/10/} /стандартная программа COMPIL, библиотека программ ОИЯИ-Дубна С-401/.

Изменение корреляционной функции в основной ротационной полосе определяется величиной $\frac{\partial}{\partial C^2} \epsilon_{\text{вр}}$, которая увеличивается с вращением и приводит к ослаблению



парных корреляций, более чувствительному для нейтронной системы уже при малых угловых моментах. В случае ротационной полосы вибрационного состояния в уравнениях /18/ участвует член $\frac{\partial \omega}{\partial C^2}$, который имеет такой же порядок величины, как и член $\frac{\partial}{\partial C^2} \epsilon_{\text{вр}}$, и такую же зависимость от углового момента /см. рис. 1/. По знаку эти производные могут отличаться. Вследствие этого в сильно коллективизированных состояниях наблюдается некоторое увеличение парных параметров, а в слабо коллективизированных - их уменьшение. С увеличением углового момента вращения парные корреляции в обоих случаях более резко ослабляются по сравнению с основной ротационной полосой /см. рис. 2/.

Теоретическое значение момента инерции ядра, получаемое в рамках модели Инглиса /с учетом парных корреляций/, на 20-30% ниже экспериментального, поэтому мы ввели нормирующий множитель $\tilde{J} = X J_{\text{теор}}$. X определялся из условия согласования положения первого ротационного уровня с экспериментом и оставался постоянным в основной и вибрационной полосе.

Решая систему уравнений /18/ для каждого уровня рассматриваемых полос, можно определить полную энергию ядра:

Здесь частота вибрации $\omega_{\nu K}(I)$, момент инерции $\tilde{J}_{\nu K}(I)$ являются функциями спина, а внутренняя энергия равна

Решая систему уравнений /18/ для каждого уровня рассматриваемых полос, можно определить полную энергию ядра:

$$\epsilon_{\nu K} = \epsilon_{IK}(0) + n_{\nu K} \omega_{\nu K}(I) + \frac{I(I+1) - K^2}{2\tilde{J}_{\nu K}(I)}. \quad /19/$$

$$\epsilon_{IK}(0) = 2 \sum_s \epsilon_s v_s^2 - G (\sum_s u_s v_s)^2 - \lambda \frac{\partial}{\partial \lambda} (n_{\nu K} \omega_{\nu K}(I) + \frac{I(I+1) - K^2}{2\tilde{J}_{\nu K}(I)}). \quad /20/$$

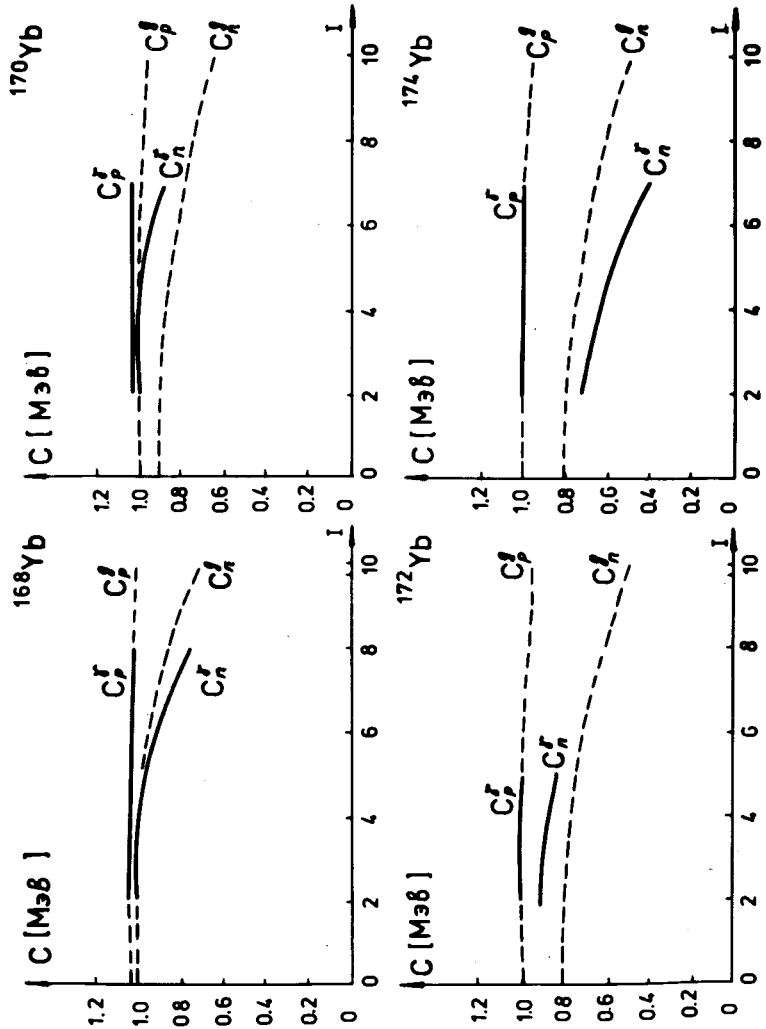


Рис. 2. Спиновая зависимость корреляционной функции в ротационных полосах основного и γ -вибрационного состояний.

Теоретические значения энергии возбужденных уровней ядра, которые сравниваются с экспериментальными энергиями, измеряются относительно внутренней энергии ядра в основном состоянии:

$$E_{IK} = \xi_{IK} - \xi_0(0).$$

На рис. 3 приведены результаты вычисления энергии ротационных уровней основного и γ -вибрационного состояния и проводится сравнение с экспериментальными энергиями ^{/7/}.

Согласие теории с экспериментом для энергий вибративной полосы того же порядка, как и в случае основной ротационной полосы.

Более чувствительным к изменению корреляционной функции с вращением является момент инерции ядра. Удобно исследовать зависимость относительного изменения со спином момента инерции в вибративном состоянии

$$\Delta_J(I) = \frac{J^\gamma(I' - K = I) - J^g(I)}{J^g(I)}, \quad /21/$$

где $J^g(I)$ и $J^\gamma(I' - K = I)$ - моменты инерции в основном и γ -вибрационном состоянии ядра при соответствующем значении углового момента вращения $I' - K = I$. Заметим, что величина /21/ свободна от нормирующего множителя X . В таблице приведены результаты теоретических расчетов величины $\Delta_J(I = 0)$, выражающей относительное изменение моментов инерции, соответствующих нижайшим уровням с $I' - K = 0$ основной и γ -ротационной полос, и проводится сравнение с экспериментальными значениями.

Из результатов вычислений следует, что в сильно коллективизированных однофононных состояниях момент инерции уменьшается (^{170}Yb), а в состояниях с менее выраженной степенью коллективности - увеличивается (^{168}Yb , ^{174}Yb) по сравнению с моментом инерции основного состояния. Согласие теории с экспериментом

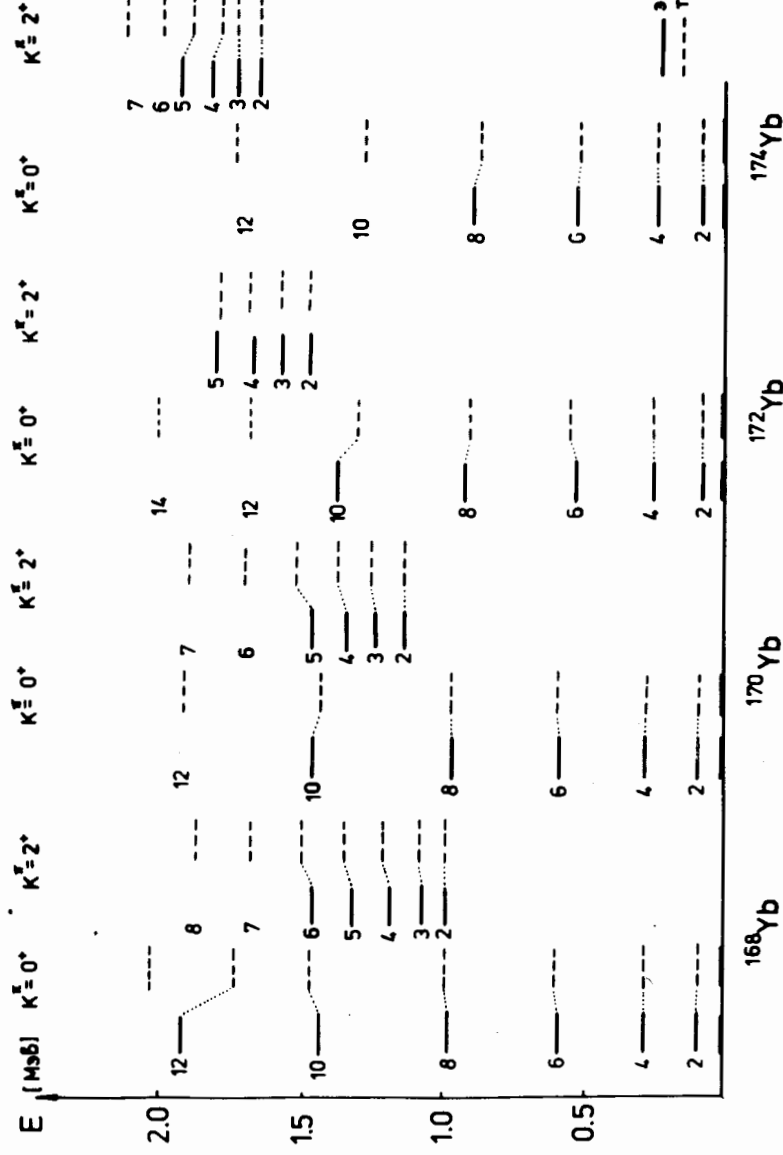


Рис. 3. Сравнение теоретических значений энергии уровней основной и γ -ротационной полос с экспериментальными значениями.

Таблица

Относительное изменение момента инерции $\Delta J = (J^\gamma - J^g) / J^g$ и коллективного гиromaгнитного отношения $\Delta g = (g_R^\gamma - g_R) / g_R$ при γ -колебании ядер

№ пп	Ядра	Энергия 22^+ уровня (МэВ)	Эксп.		Теор.		Структура / 7 / фоновое состояние (в %)
			ΔJ	Δg	ΔJ	Δg	
1	^{168}Yb	0,984	+0,059	-0,016	-0,068	n523 \uparrow n521 \uparrow	n521 \downarrow 50 n521 \downarrow 28
2	^{170}Yb	1,138	-0,032	-0,119	+0,025	n528 \downarrow n521 \uparrow	n521 \downarrow 22 n521 \downarrow 16
3	^{172}Yb	1,466	-0,052	-0,099	+0,041	n512 \uparrow n512 \uparrow	n521 \downarrow 87 n510 \uparrow 2,5
4	^{174}Yb	1,634	+0,019	+0,072	-0,093	n512 \uparrow n512 \uparrow	n510 \uparrow 50 n521 \downarrow 12

может быть улучшено, если при вычислении моментов инерции вибрационного состояния принять во внимание вклад члена $/15''/$, а также учесть взаимодействие квазичастиц и фононов. Это приводит к некоторому увеличению теоретического значения J^Y .

Теоретическое значение моментов инерции γ -ротационной полосы позволяет оценить коллективное гиромагнитное отношение вибрационного состояния. В таблице также приведены относительные величины изменения коллективного гиромагнитного отношения при γ -колебании ядра

$$\Lambda_g = \frac{g_R^Y - g_R}{g_R},$$

где g_R и g_R^Y - коллективные гиромагнитные отношения нижайших ротационных уровней основной и γ -ротационной полос. Так как в настоящее время еще нет экспериментально измеренных значений g_R^Y для рассматриваемых ядер, наши вычисления дают некоторые предсказания для этих величин. Из них можно заключить, что коллективное гиромагнитное отношение уменьшается в вибрационном состоянии с большой степенью коллективности.

На рис. 4 приведен график зависимости относительного изменения момента инерции J^Y от углового момента вращения $/2I/$, из которого следует, что момент инерции вибрационного состояния быстрее возрастает со спином по сравнению с моментом инерции основной ротационной полосы. Это согласуется с экспериментальными данными. Однако надо иметь в виду, что при определении экспериментального значения момента инерции γ -ротационных уровней имеется некоторый произвол, связанный с невозможностью учета изменений частоты вибрации ядра и его внутренней энергии с ростом углового момента вращения.

На рис. 5 представлены результаты вычислений изменения теоретического значения частоты вибрации с угловым моментом вращения, которые оказываются не столь малыми, чтобы ими пренебречь.

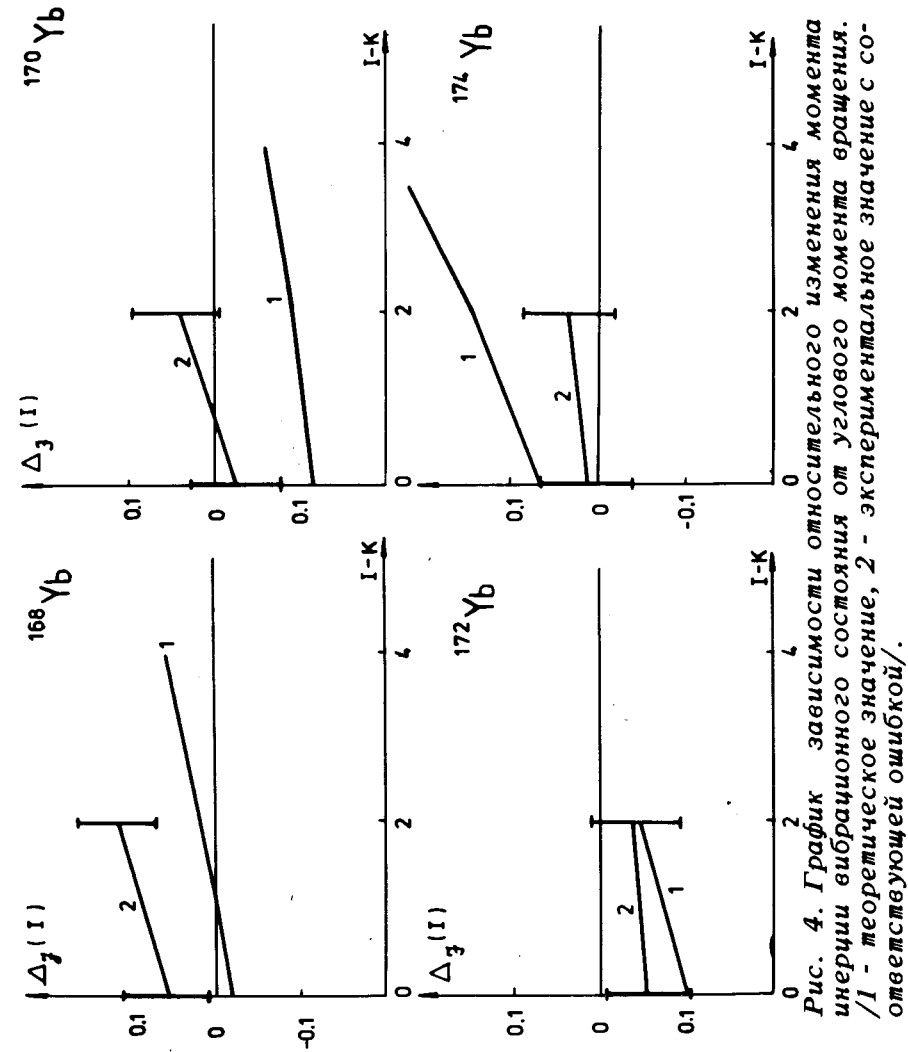


Рис. 4. График зависимости относительного изменения момента инерции вибрационного состояния от углового момента вращения. /1 - теоретическое значение, 2 - экспериментальное значение с соответствующей ошибкой/.

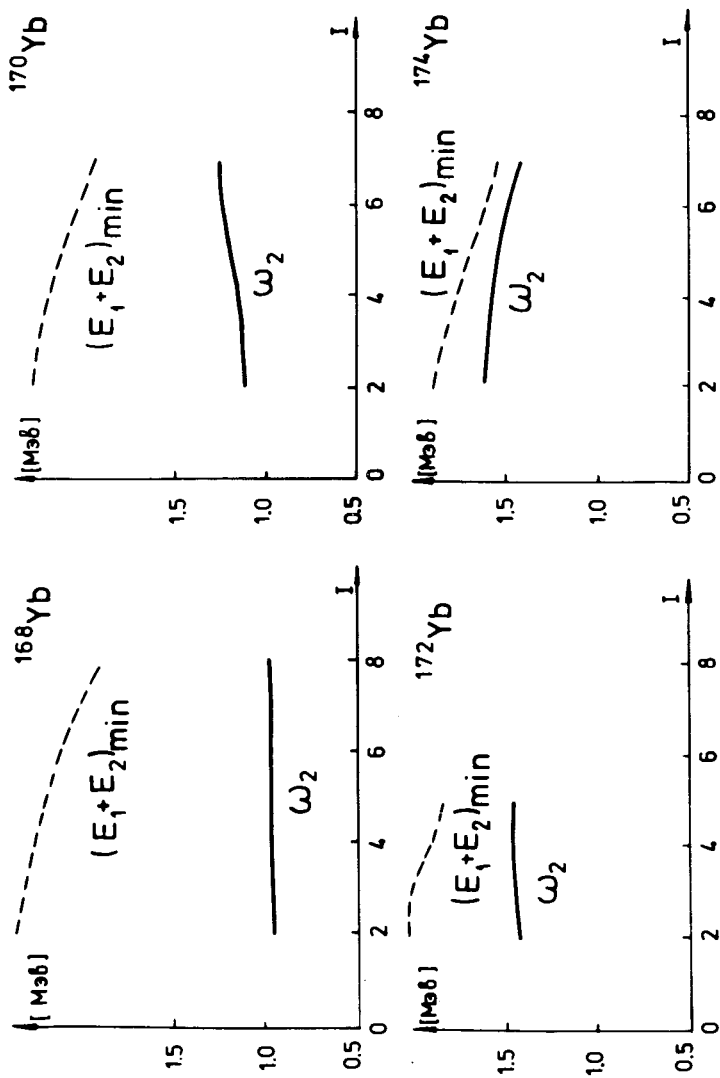


Рис. 5. Зависимость частоты колебания ω_2 и энергии нижайшего полюса $E_1 + E_2$ от углового момента вращения.

В заключение отметим, что эффект кориолисова анти-спаривания удовлетворительно описывает поведение ротационных уровней γ -вибрационного состояния и изменения моментов инерции при дополнительном включении в рассмотрение зависимости частоты колебания ядра от вращения.

Литература

1. D.Inglis. *Phys.Rev.*, 96, 1059 (1954); 97, 701 (1955).
2. B.Mottelson, J.G.Valatin. *Phys.Rev.Lett.*, 5, 511 (1960).
3. В.Г.Соловьев. *Теория сложных ядер*, Наука, М., 1971.
4. Лю Юань. *Изв. АН СССР, сер.физ.*, 28, 18 /1964/.
5. Р.Х.Сафаров, Л.Ш.Ходжаев. *Изв. АН УзССР, сер. физ.-матем.*, 6, 54 /1964/.
6. Р.Х.Сафаров. *Изв. АН УзССР, сер.физ.-математ.*, 1, 86 /1965/.
7. Е.П.Григорьев, В.Г.Соловьев. *Структура четных деформированных ядер*. Наука, М., 1974.
8. Ф.И.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. *ЭЧАЯ*, т. 4, вып. 2, 357 /1973/.
9. I.O.Meredith, R.C.Barber. *Can. Jour. of Phys.*, 50, No. 11, 1195 (1972).
10. Л.Александров. *Сообщения ОИЯИ*, P5-5515 и P5-7259, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 февраля 1976 года.