

УДК 539.144.3+539.142.2

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЧИНЫ АНОМАЛЬНОГО ПОВЕДЕНИЯ ЧАСТОТЫ ВРАЩЕНИЯ ЯДРА

Ю. Т. Гринь

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова, Москва

Анализируются физические причины, приводящие к частотной аномалии в ротационных спектрах атомных ядер. Показано, что явление вызвано квазипересечением ротационных полос с разными моментами инерции. Исследована зависимость величины момента инерции от парной корреляции, параметров квадрупольной деформации и распределения нуклонов по состояниям. В области ядер со стабильной деформацией верхняя по энергии пересекающаяся полоса представляет собой двухквaziчастичное возбуждение, которое интерпретируется как разорванная пара с направленными вдоль оси вращения моментами частиц. В области мягких относительно деформации ядер возможно пересечение полосы основного состояния с полосой уровней, имеющих большую деформацию.

The physical nature of backbending in the nuclear rotational spectra is analysed. It is proved that this phenomenon is caused by crossing of rotational bands with different moments of inertia. The dependence of the moment of inertia on pairing correlation, quadrupole deformations parameters and the distribution of nucleons among the single particle levels is studied. In nuclei with stable deformation the upper band is built on the twoquasiparticle excitation which is interpreted as a decoupled pair of nucleons having angular momenta aligned along the rotation axis. The crossing of the ground-state band and the band with larger deformation is a possible reason for the backbending in the spectra of the nuclei which are soft in respect to the deformation.

ВВЕДЕНИЕ

Ротационные спектры атомных ядер представляют большой интерес ввиду их универсальности и возможности относительно простой интерпретации. Они характеризуются регулярной последовательностью спинов, а энергии и вероятности переходов между уровнями определяются небольшим числом параметров, описывающих коллективное движение [1]. При вращении ядра, т. е. при переходе к состояниям с большим спином, эти параметры и волновая функция внутреннего движения нуклонов плавно изменяются. Анализ коллективных параметров и их изменений приводит

к определенным заключениям о структуре ядра и позволяет провести проверку различных моделей.

В последние годы в экспериментах, проведенных с помощью пучков тяжелых ионов в (α, xn, γ) - [2] или (HI, xn, γ) -реакциях [3—5], наблюдались электрические квадрупольные переходы, которые позволили установить энергии и спины высоковозбужденных состояний деформированных четно-четных ядер вплоть до $I = 22$, а нечетных ядер до $45/2$. Было установлено, что в ротационных полосах с последовательностью спинов $I = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$ энергетические расстояния $\Delta E_{I, I-2} = E_I - E_{I-2}$ не только отклоняются от правила $E_I = I(I+1)/2J$, соответствующего описанию ядра в виде жесткого аксиального ротатора, где J — постоянный момент инерции (МИ), но в некоторых случаях могут даже уменьшаться с увеличением I [6—19]. Прежде всего это указывает на зависимость момента инерции J от спина ядра. Первоначально были сделаны попытки учесть эту зависимость в виде разложения энергии ротационной полосы в ряд по $\hat{I}^2 = I(I+1)$, т. е. рассматривать вращение как малое возмущение

$$E_I = AI(I+1) - BI^2(I+1)^2 + CI^3(I+1)^3 + \dots, \quad (1)$$

где A, B, C — постоянные. В работе [3] экспериментально было установлено, что разложение E_I в конечный ряд не описывает спектры вращения. В работе [20] было показано, что параметром разложения в ряд (1) является величина $Ij_F/\Delta J$. Условие сходимости ряда (1) $I \ll \Delta J/j_F$ (см. ниже) нарушается уже при $I \approx 6 \div 8$ в редкоземельных элементах и при $I \approx 8 \div 10$ в тяжелых элементах. Поэтому при теоретической обработке энергетических спектров удобно ввести переменный момент инерции $J_I = J(I)$, исходя из соотношения $E_I = I(I+1)/2J_I$. Величина J_I задается формулой

$$J_I = \frac{1}{2} \left(\frac{dE_I}{d\hat{I}^2} \right)^{-1} = \frac{1}{2} \left[\frac{dE_I}{dI(I+1)} \right]^{-1} = \frac{2I-1}{\Delta E_{I, I-2}}, \quad (2)$$

а частота вращения

$$\omega_I = \frac{dE_I}{dI} = \frac{\Delta E_I}{\Delta I} = \frac{E_I - E_{I-2}}{2} = \frac{I-1/2}{J_I}. \quad (3)$$

Как уже сказано в работах [6—19], было обнаружено странное поведение частоты ω_I как функции момента I . Величина J_I , обычно растущая с увеличением I , при некотором моменте начинает уменьшаться, а потом снова увеличивается, придавая зависимости J_I от ω (или ω^2) вид S-образной кривой (рис. 1). Поэтому такая кривая получила название *back bending* — обратный изгиб. Поскольку величины J_I и ω_I связаны между собой, то лучше говорить о поведении одной из них, например ω_I , в зависимости от спина состояния, который является монотонно возрастающей

величиной. Суть явления заключается в неприхотливом поведении момента инерции от частоты (как обычно изображают на рисунках), а скорее в немонотонном поведении частоты и момента инерции от спина, имеющих в точке обратного изгиба разрывы производных по I (рис. 2). Поэтому представляется более естественным назвать обсуждаемое явление аномальным поведением

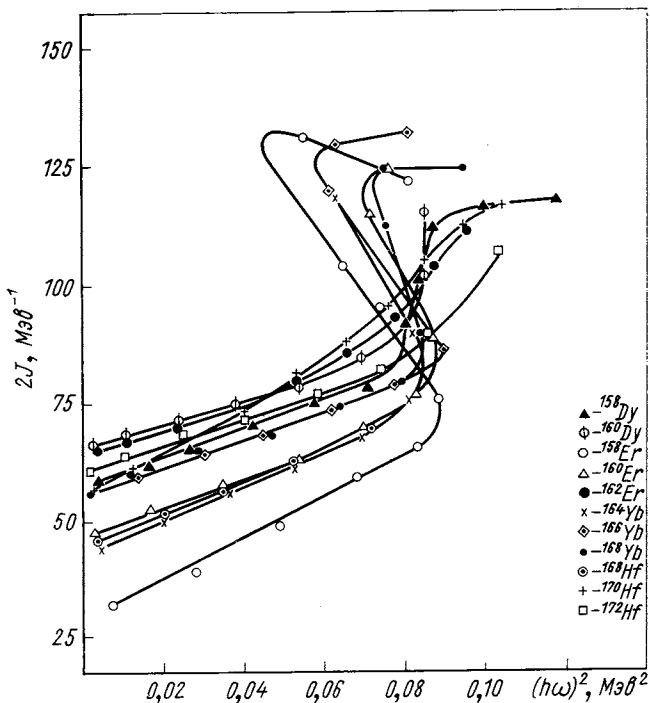


Рис. 1. Зависимость момента инерции ug_{st} -линий в ядрах редкоземельных элементов от ω^2 [21]

частоты вращения (АПЧВ), или частотной аномалией (ЧА). Возможные причины ЧА даются в обзорах [22, 23]. Однако за последнее время появилось много новых экспериментальных данных, которые позволяют сделать более определенный анализ явления.

Трудность математического рассмотрения явления ЧА носит вычислительный характер и заключается в необходимости совместно учитывать эффекты деформации самосогласованного поля, парной корреляции и вращения, когда они являются величинами одного порядка. В области малых моментов $I \ll \Delta J / j_F = I_1$ (j_F — средний момент на поверхности Ферми) вращение можно

рассматривать по теории возмущений совместно диагонализовав парную корреляцию и деформированное самосогласованное поле. При очень больших моментах $I \gg I_1$ парная корреляция мала и рассматривается по теории возмущений, а самосогласованное поле и кориолисово взаимодействие диагонализуются. В области ЧА $\omega_j F / \Delta \approx 1$, т. е. $I \approx I_1$, кориолисово взаимодействие порядка

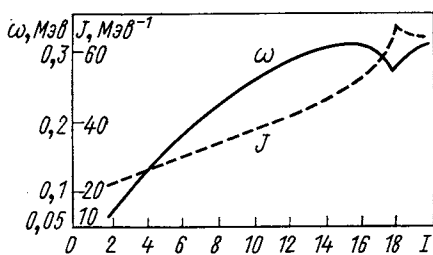


Рис. 2. Зависимость ω и J от спина для уrast-линии ^{156}Dy

явления. Одной из важнейших проблем в структуре низко-возбужденных состояний было решение вопроса о природе плавного роста момента инерции при увеличении момента I . Между собой конкурировали две возможные причины: изменение парной корреляции и изменение деформации. Феноменологические модели [24] учитывают только последний механизм. Однако расчеты на основе микроскопического подхода [25, 26] показали, что в области сильно деформированных ядер основной причиной является уменьшение парной корреляции, и тем самым позволили сделать выбор между двумя возможностями. Аналогичная ситуация складывается и при объяснении ЧА, где тоже предложено несколько механизмов. Только подробное исследование микроскопических моделей ядра способно дать ответ на вопрос о природе ЧА.

Характерные особенности экспериментов с тяжелыми ионами позволяют наблюдать каскады электрических квадрупольных ($E2$)-квантов между состояниями с наименьшей энергией при заданном спине I . Такие уровни называются уrast-состояниями, а каскад γ -квантов между ними — уrast-линией. АПЧВ наблюдается в уrast-линии или в близких к ней ротационных полосах, какими являются, например, полосы, построенные на β -вибрационных уровнях. В табл. 1 приведены энергии известных состояний и соответствующие значения ω_I и J_I в хорошо изученном ядре ^{156}Dy для уrast-линии, основной и β -колебательной полос. Принадлежность уровней к основной или β -полосам устанавливалась из условия превышения приведенной вероятности перехода

энергии парной корреляции и порядка расстояния между уровнями, связываемыми оператором \hat{j}_x , что эквивалентно характерной энергии деформированного самосогласованного поля.

В настоящее время еще не построена количественная теория АПЧВ, однако, привлекая к рассмотрению модельные расчеты, можно сделать качественные заключения о природе этого интересного

Таблица 1

Энергии уровней, разности энергий, частоты и моменты инерции для уяст-линии, основного состояния и β -вибрационного состояния в ^{156}Dy

I	$^{156}\text{Dy}_{\text{уяст}}$				$^{156}\text{Dy}_{\beta}$				$^{156}\text{Dy}_{\beta}$			
	$E_{\text{кэВ}}$	$\Delta E_{\text{кэВ}}$	$\omega_{\text{кэВ}}$	$J_{I, I'} \text{ МэВ}^{-1}$	$E_{\text{кэВ}}$	$\Delta E_{\text{кэВ}}$	$\omega_{\text{кэВ}}$	$J_{I, I'} \text{ МэВ}^{-1}$	$E_{\text{кэВ}}$	$\Delta E_{\text{кэВ}}$	$\omega_{\text{кэВ}}$	$J_{I, I'} \text{ МэВ}^{-1}$
0	0	—	—	—	0	—	—	—	674	—	—	—
2	137,8	137,8	68,9	24,8	137,8	137,8	68,9	21,8	828,9	154,9	77,5	19,4
4	404,2	266,4	133,2	26,2	404,2	266,4	133,2	26,2	1088,5	259,3	129,6	27
6	770,4	366,2	183,1	30	770,4	366,2	183,1	30	1437,4	348,8	174,4	31,5
8	1215,7	445,3	222,6	33,7	1215,7	445,3	222,6	33,7	1858,7	421,5	210,7	35,7
10	1724,8	509,1	254,5	37,5	1724,8	509,1	254,5	37,5	2315,5	456,8	228,4	41,5
12	2285,5	560,8	280,4	40,5	2285,5	560,8	280,4	40,5	2706,9	391,4	195,7	59
14	2887,5	601,9	300,9	45	2887,5	601,9	300,9	45	3066,0	359,2	179,6	75
16	3498,5	611,0	305,5	50,8	3523	535,7	317,8	48,5	3498,5	432,5	216,2	72
18	4024	526	263	66,5	4177	654	327	53,5	4024	526	263	66,5
20	4633	609	304,5	64	4859	682	341	57,5	4633	609	304,5	64

внутри одной полосы над вероятностями переходов между уровнями разных полос. Энергетические полосы и регистрируемые γ -переходы представлены на рис. 3. В γ раст-полосе ЧА наблюдается при $I = 16$, а в β -полосе — при $I = 10$.

Приведенная вероятность перехода с уровня $I = 16$ ($E_{16} = 3498,5$ кэв) на уровень с $I = 14$ ($E_{14}^* = 3066,6$ кэв) в 5 раз больше вероятности перехода на уровень $I = 14$ ($E_{14} = 2887,6$ кэв), что позволяет отнести состояние E_{14}^* к возбужденной полосе.

Таким образом, ЧА в γ раст-полосе при $I = 16$ связана с пересечением уровней [14, 15]. В этом случае уменьшение частоты является простым отражением факта различия МИ для разных полос. Экспериментально пока еще не установлено, существует ли третья ротационная полоса, ответственная за изгиб в β -полосе. Однако есть аргументы, доказывающие, что причиной ЧА и в этом случае является именно пересечение уровней разных полос.

В действительности, между уровнями всегда существует взаимодействие, которое приводит к «расталкиванию» уровней. Точная волновая функция каждого уровня — суперпозиция волновых функций исходных невзаимодействующих состояний, и при изменении момента уровня происходит плавный переход от одного «невозмущенного» физического состояния к другому.

Такое поведение уровней будем называть «квазипересечением». Конечно, подобное рассуждение предполагает слабость взаимодействия, так как в противном случае не имеет смысла говорить об индивидуальных полосах.

Чтобы схематически представить явления, происходящие при ЧА, рассмотрим простую модель двух уровней, являющихся основаниями ротационных полос с моментами инерции J_1 и J_2 и расстоянием между основаниями, равным E_0 . Тогда $E_1^{(0)}(I) = I(I+1)/2J_1$ и $E_2^{(0)} = E_0 + I(I+1)/2J_2$, а взаимодействие выберем в виде $|V_{12}|^2 = a^2 I(I+1)$. Энергии такой системы

$$E_{1,2} = E_0 \{ 1 + AI(I+1) \mp [| -1 + I(I+1) \alpha |^2 + I^2(I+1)^2 \beta^{1/2}] / 2 \}, \quad (4)$$

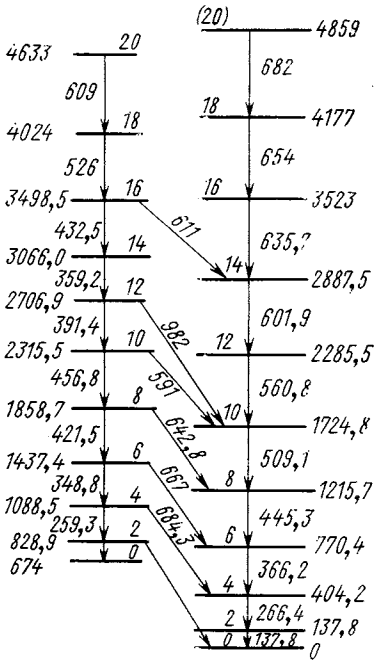


Рис. 3. Схема уровней ^{156}Dy [15]

а соответствующие частоты и их производные имеют следующий вид:

$$\omega_{1,2} = \frac{dE_{1,2}}{dI} = AE_0I \left\{ 1 \pm \frac{\alpha - \gamma I^2}{A [1 - 2\alpha I^2 + \gamma I^4]^{1/2}} \right\}; \quad (5)$$

$$\frac{d\omega_{1,2}}{dI} = AE_0 \left\{ 1 \pm \frac{\alpha - 3\gamma I^2 + 3\alpha\gamma I^4 - \gamma^2 I^6}{|1 - 2\alpha I^2 + \gamma I^4|^{3/2} A} \right\}. \quad (6)$$

Здесь были введены обозначения

$$\begin{aligned} J_{\pm} &= J_2 \pm J_1; \quad J_e = \frac{2J_1J_2}{(J_1+J_2)}; \quad \alpha = -2(a/E_0)^2 + \sqrt{\gamma}; \\ \gamma &= (J_-/J_+)^2 \frac{1}{(J_e E_0)^2}; \quad \beta = \gamma - \alpha^2 = \\ &= -4(a/E_0)^2 [(a/E_0)^2 - J_-/(J_+ J_e E_0)], \end{aligned} \quad (7)$$

а в формулах (5) и (6) предположено, что $I \gg 1$.

В случае, когда взаимодействие между уровнями отсутствует, т. е. $a = 0$, формулы (4)–(6) существенно упрощаются и принимают вид:

$$E_1 = \left\{ \begin{aligned} E_0 (A + 2\sqrt{\gamma}) I (I + 1)/2 = I (I + 1)/2J, \quad 0 \leq I \leq I^*; \\ E_0 + E_0 (A - 2\sqrt{\gamma}) I (I + 1)/2 = E_0 + I (I + 1)/2J_2, \quad I > I^*; \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$E_2 = \left\{ \begin{aligned} E_0 + I (I + 1)/2J_2, \quad 0 \leq I \leq I^*; \\ I (I + 1)/2J_1, \quad I > I^*; \end{aligned} \right\} \quad (8')$$

$$\omega_1 = \left\{ \begin{aligned} I/J_1; \\ I/J_2; \end{aligned} \right. \quad \omega_2 = \left\{ \begin{aligned} I/J_2 \quad 0 \leq I \leq I^*; \\ I/J_1 \quad I > I^*. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Величина

$$I^* = \sqrt{E_0 J_e (J_+/J_-) + 1/4} - 1/2 \approx \sqrt{J_+/J_- E_0 J_e} \quad (10)$$

представляет собой момент, при котором пересекаются оба вращательных семейства $E_1^{(0)}$ и $E_2^{(0)}$. Из формулы (10) следует, что для пересечения уровней в случае $a = 0$ необходимо иметь $J_- > 0$, т. е. момент инерции верхнего семейства был больше момента инерции нижнего ($J_2 > J_1$). В этом случае всегда при $I > I^*$ будет иметь место уменьшение ω , т. е. ЧА. Скачок частоты

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 = 2I^* J_- / J_+ J_e = 2\sqrt{J_- E_0 / J_+ J_e}. \quad (11)$$

Положение точки пересечения определяется двумя безразмерными параметрами J_+/J_- и $(E_0 J_e)$. Частота, при которой происходит пересечение уровней:

$$\omega^* = (2I^* + 1)/2J_1 = \sqrt{(J_+/J_-) (J_e/J_1) (E_0/J_1)}. \quad (12)$$

Эта ситуация изображена на рис. 4, а.

В действительности, всегда имеется некоторое взаимодействие $a \neq 0$, которое расталкивает уровни E_1 и E_2 , как это изображено

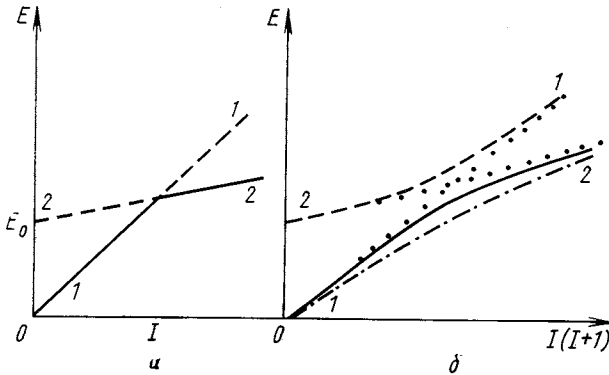


Рис. 4. Зависимость энергии пересекающихся уровней от I при отсутствии взаимодействия (а) и при включении взаимодействия (б):

— угаст-линия; — — — — второй уровень; — · — · — поведение угаст-состояний при отсутствии ЧА в случае сильного взаимодействия; · · · — не взаимодействующие уровни

на рис. 4, б. В этом случае надо пользоваться формулами (4)—(6). Резкий излом в частоте вращения пропадает, однако аномальное поведение частоты будет иметь место при условии

$$d\omega_1/dI \leq 0, \quad (13)$$

и равенство $d\omega_1/dI = 0$ определяет точку АПЧВ.

Легко убедиться, что условие (13) накладывает ограничение на величину α . Соотношение (13) с точностью до членов $\sim I^2$ дает выражение для момента ЧА $I^{*2} = A - |\alpha|(A - |\alpha|)/3\gamma$. Отсюда следует, что для появления ЧА необходимо соблюдение неравенства

$$a < a_{кр} = \sqrt{E_0/2J_1}, \quad (13')$$

Рис. 5. Зависимость момента инерции J от ω^2 в случае двух уровней для различных констант взаимодействия a

т. е. константа взаимодействия должна быть достаточно малой. При слишком сильном взаимодействии, приводящем к нарушению (13), АПЧВ пропадает. Явление смешивания уровней называется объединением или «гибридизацией» [27], и его влияние на ЧА схематически показано на рис. 5. Из формулы (13') видно, что $a_{кр} = E_0 (J_1 E_0)^{-1/2} / \sqrt{2}$ пропорциональна квадратному корню

из параметра неадиабатичности $(J_1 E_0)^{-1}$. Таким образом, возникает весьма естественное объяснение причины ЧА: если ротационная полоса, находящаяся по энергии выше другой полосы, имеет большой момент инерции, то при некотором моменте $I = I_1$ происходит «квазипересечение» уровней. В каждой полосе частота (и момент инерции) ведет себя монотонно, но при переходе с одной полосы на другую происходит изменение частоты, которое и образует ЧА. Причем в принципе возможно «пересечение» нескольких уровней с данной полосой. В случае трех уровней количественный анализ усложняется [28], однако качественная картина, установленная выше, сохраняется.

Энергии ротационных уровней в ^{154}Gd как функции $I(I+1)$ приведены на рис. 6. Моменты инерции предполагаемой третьей полосы, представляющей двухквазичастичное возбуждение с проекцией момента $\Omega=1$ [28], почти одинаковы для разных I и близки к твердотельному значению. Аналогичная ситуация имеет место и в ядре ^{156}Dy . Такое поведение уровней подтверждает высказанную гипотезу. Как увидим ниже, к аналогичной картине приводит и теоретическое рассмотрение, основанное на микроскопических моделях.

Рассмотренные примеры не претендуют на объяснение внутренней природы ЧА, но показывают, что задача физического исследования сводится к определению природы и положения начальных уровней (оснований) ротационных полос; зависимости их момента инерции от I и величины и вида взаимодействия между уровнями разных полос. Чем ниже находится основание семейства и чем больше у него момент инерции, тем раньше происходит ЧА. Характер нижних возбужденных состояний в четно-четных ядрах в настоящее время известен. Это прежде всего β -, γ -вибрационные, октупольно-вибрационные, парно-вибрационные и двухчастичные возбуждения. Их положение хорошо изучено экспериментально и теоретически [29] и равно соответствующим частотам колебаний или сумме энергий квазичастиц $E_1 + E_2$ в случае двухквази-

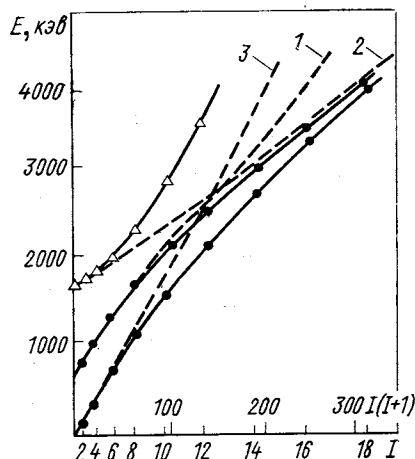


Рис. 6. Предполагаемая схема квазипересечения трех уровней в ^{154}Gd [28]:

● — экспериментальные данные;
 — — — невозмущенные полосы основного (3); β -вибрационного (1) и двухквазичастичного (2) состояний; Δ — уровни предполагаемой третьей полосы.

частичного возбуждения. Эти состояния являются основаниями ротационных полос.

Чтобы определить место «квазипересечения» уровней, необходимо знать моменты инерции соответствующих полос. Появление ЧА будет определяться превышением момента инерции возбужденного уровня над моментом инерции основного и силой их взаимодействия. Таким образом, для качественного анализа природы ЧА особенно важно поведение МИ пересекающихся уровней.

1. МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ АТОМНЫХ ЯДЕР

Чтобы установить величины, от которых зависит момент инерции J , можно рассмотреть его выражение в модели принудительного вращения [30]. В этом случае ядро представляется в виде системы нуклонов, движущихся во вращающемся с угловой скоростью ω самосогласованном поле, которое описывается параметрами квадрупольной деформации β и γ . Формула для J имеет вид

$$J = 2 \sum_{i, k} |(j_x)_{i, k}|^2 / (\epsilon_i - \epsilon_k), \quad (14)$$

где j_x — проекция момента нуклона на ось вращения x ; ϵ_i — энергия нуклона на уровне i . Квазиклассический расчет по формуле (14) приводит к твердотельному значению момента инерции, сильно отличающемуся от наблюдаемой величины. Учет остаточного взаимодействия, приводящего к парной корреляции, модифицирует J [31, 32]. Расчеты показывают, что момент инерции существенным образом зависит от характера нуклонного движения, которое определяется числами заполнения нуклонов $\{n\}$ и имеет следующий вид, соответственно для основного J_{gr} , двухквазичастичного J_t (квазичастицы на уровнях α, β) и одноквазичастичного (квазичастица на уровне α) J_N состояний [29, 31—35]:

$$J_{gr} = \sum_{i, k} \frac{|(j_x)_{ik}|^2}{(E_i + E_k)} (u_i v_k = u_k v_i)^2; \quad (15)$$

$$J_t = \sum_{i, k} \frac{|(j_x)_{ik}|^2}{(E_i + E_k)} (u_i v_k - u_k v_i)^2 + \sum_{i \neq \alpha} \frac{|(j_x)_{\alpha i}|^2}{(E_i - E_\alpha)} (u_i u_\alpha + v_i v_\alpha)^2 + \\ + \sum_{i \neq \beta} \frac{|(j_x)_{i\beta}|^2}{E_i - E_\beta} (u_i u_\beta + v_i v_\beta)^2 - \\ - \frac{|(j_x)_{\alpha\beta}|^2}{E_\alpha - E_\beta} (u_\alpha v_\beta - u_\beta v_\alpha)^2 = J_{gr} (\Delta_t) + \delta J_t; \quad (16)$$

$$J_H = \sum_{i \neq \alpha} \frac{|(j_x)_{\alpha i}|^2 (u_i u_\alpha + v_i v_\alpha)^2}{(E_i - E_\alpha)} + \\ + \sum_{i, k} \frac{|(j_x)_{ik}|^2}{(E_i + E_k)} (u_i v_k - u_k v_i)^2 = J_{gr} (\Delta_H) + \delta J_N. \quad (17)$$

Здесь $E_i = \sqrt{\Delta^2 + (\epsilon_i - \epsilon_0)^2}$; Δ — энергия парной корреляции; ϵ_0 — энергия поверхности Ферми; $|i\rangle, |\alpha\rangle$ — одночастичная волновая функция; $u_i^2 = [1 + (\epsilon_i - \epsilon_0)/E_i]/2$; $v_i^2 = [1 - (\epsilon_i - \epsilon_0)/E_i]/2$. Полный момент инерции ядра равен сумме протонного и нейтронного моментов инерции, каждый из которых дается формулами (15)—(17). В формулах (15)—(17) ради простоты не учтены эффекты, связанные с изменением химического потенциала и энергии парной корреляции от присутствия квазичастиц.

Расчеты показали [32—35], что моменты инерции основных состояний четно-четных ядер в 2—3 раза меньше твердотельного значения. Моменты инерции одно- и двухквазичастичных состояний могут на (20—50%) превышать моменты инерции основных состояний соседних четно-четных ядер: во-первых, ввиду уменьшения Δ в возбужденных состояниях из-за блокинг-эффекта и, во-вторых, за счет добавочных членов δJ в формулах (15)—(17), соответствующих взаимодействию квазичастиц с остовом. Причем особенно велико влияние этих членов для нейтронных состояний с большим j , что связано с большим матричным элементом и малой энергетической разностью $E_i - E_\alpha$ в случае малых проекций момента квазичастицы на ось симметрии.

В табл. 2 приведены моменты инерции одноквазичастичных состояний и значения $\delta J = J_H - J_{\text{чет}} = J_{A+1} - (J_A + J_{A+2})/2$. В формулах (15)—(17) предполагается, что связь квазичастицы с осью деформации является сильной и состояния каждой квазичастицы характеризуются проекцией момента инерции на ось симметрии ядра z . В действительности, при больших значениях I квазичастицы могут потерять связь с деформацией и расположить свои моменты вдоль оси вращения [20, 36]. Тогда, хотя сам момент инерции не изменяется, в полный момент количества движения дает большой вклад момент свободных частиц. Момент остова R , определяющий энергетическую зависимость $E_R = R(R+1)/2J$, при этом может быть малым, что приводит к малым ω_T .

Другими величинами, определяющими момент инерции, являются параметры квадрупольной деформации β и γ и энергия парной корреляции Δ . Зависимость J от Δ входит непосредственно через $E_\lambda, u_\lambda, v_\lambda$, а от β и γ через положение одночастичных энергий и значения матричных элементов j_x . Чтобы аналитически исследовать зависимость момента инерции от параметров деформации и Δ , необходимо использовать какую-либо упрощенную модель для ядерного потенциала, например модель деформированного аксиального осциллятора. В этом случае получится простая формула [32]:

$$\begin{aligned} J &= J_r [1 - g + g^2 x_1^2 / (x_1^2 g + \ln 2x_2)]; \\ g(x) &= \operatorname{arsh} x / (x \sqrt{1+x^2}); \\ x_1 &= \omega_0 \beta / 2\Delta; \quad x_2 = \omega_0 / \Delta \end{aligned} \quad (18)$$

Т а б л и ц а 2

Моменты инерции нечетных ядер [29]. Состояние квазичастицы характеризуется проекцией момента Ω на ось Z и асимптотическими квантовыми числами $[Nn_Z\Lambda]$

Состояние нечетных частиц Ω $[Nn_Z\Lambda]$	Ядро	$J_H, M\text{эв}^{-1}$	$\delta J_H, M\text{эв}^{-1}$
3/2 (521)	^{155}Sm	46,7	9,4
	^{155}Gd	41,3	11,3
	^{157}Gd	45,8	9,6
	^{159}Dy	44,2	10,0
	^{161}Dy	43,2	5,8
	^{163}Dy	45,7	6,0
5/2 (523)	^{157}Gd	43,5	7,3
	^{159}Gd	43,8	4,4
	^{159}Dy	41,0	6,8
	^{161}Dy	45,2	7,8
	^{163}Dy	47,2	7,5
	^{163}Er	41,6	10,0
	^{165}Er	45,1	9,3
7/2 (633)	^{165}Dy	53,7	12,0
	^{167}Er	56,7	18,8
	^{169}Er	60,2	22,0
7/2 (633)	^{169}Yb	63,3	27,7
	^{171}Yb	61,3	24,3
3/2 (411)	^{155}Eu	39,0	3,7
	^{157}Tb	41,3	8,5
	^{159}Tb	44,6	7,0
	^{161}Tb	44,2	3,0
	^{165}Ho	42,9	7,1
	^{163}Ho	49,0	13,2
7/2 (523)	^{165}Ho	47,6	11,8
	^{169}Tm	48,0	11,2
	^{169}Tm	38,4	0
7/2 (404)	^{171}Lu	37,0	2,9
	^{175}Lu	39,3	2,3
	^{177}Lu	37,3	2,5
	^{181}Ta	33,1	1,7

при $0 \leq x_i \leq \infty$, где ω_0 — осцилляторная частота; J_r — твердотельное значение момента инерции, равное $2MA R_0^2/5$; R_0 — радиус ядра.

Величина J оказалась монотонно увеличивающейся функцией универсального параметра x_1 . Из формулы (18) следует, что момент инерции увеличивается при уменьшении Δ и увеличении β . Следовательно, любые эффекты, приводящие к уменьшению Δ и увеличению β , будут автоматически приводить к росту J .

Заметим, что β , γ , Δ сами являются функциями заполнения частиц $\{n\}$ и полного спина ядра I . Таким образом, в общем виде зависимость момента инерции при заданном спине можно пред-

ставить в следующем виде:

$$J = J \{ \{n\}, \beta (\{n\}), \gamma (\{n\}), \Delta (\{n\}), I \}, \quad (19)$$

и выделить три основные причины изменения J , которые в принципе могут приводить к ЧА: 1) уменьшение энергии парной корреляции Δ ; 2) изменение заполнения нуклонов по состояниям $\{n\}$ и 3) увеличение параметров деформации β и γ . Рассмотрим каждую причину в отдельности.

2. ИЗМЕНЕНИЕ ПАРНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ

Нуклоны в атомных ядрах связаны в пары, аналогичные парам электронов в сверхпроводниках. Это обстоятельство приводит, в частности, к тому, что спектр квазичастичных возбуждений в четно-четных ядрах начинается с энергии $E_1 + E_2 \geq 2\Delta$, а момент инерции в 2—3 раза меньше твердотельного значения J_r . Можно сказать, что парная корреляция «связывает» частицы в момент 0 и стремится расположить их равновероятным образом по состояниям с проекциями момента инерции на ось деформации Ω_i и $-\Omega_i$, так как в этом случае выигрыш энергии максимален. Такое распределение соответствует основному состоянию ядра с $I = 0$.

Во вращающемся ядре на частицу i действуют кориолисовы силы, имеющие потенциал

$$\hat{V}_k = -\frac{\bar{I}\bar{j}(i)}{J} = -(\bar{\omega}\bar{j}(i)). \quad (20)$$

Эти силы стремятся нарушить корреляцию, «разорвать» пару, чтобы образовать момент $I \neq 0$. При этом моменты квазичастиц стремятся расположиться вдоль I . Чем больше I , тем больше надо разрушить пар и тем сильнее уменьшается Δ . До тех пор пока выигрыш в энергии вращения разорванной пары из-за действия кориолисовых сил меньше 2Δ , этот разрыв происходит виртуально и изменение Δ от I идет довольно медленно в результате малого перераспределения частиц по состояниям, необходимого для образования I . Однако в дальнейшем возможен и реальный разрыв, что приведет к более резкой зависимости Δ от I . Уменьшение Δ и является основной причиной зависимости J от спина I . Этот эффект аналогичен действию магнитного поля, которое уменьшает энергетическую щель в сверхпроводнике, и был рассмотрен впервые в работах [37, 38].

Первая попытка объяснения ЧА была связана с оценкой критического момента $I_{кр}$ пересечения энергий нормального и сверхпроводящего состояний. Момент инерции нормального состояния равен J_r . Энергия парной корреляции $E_0 = \rho_0 \Delta_0^2/4$, где ρ_0 —

плотность уровней на поверхности Ферми. Равенство энергий сверхпроводящего и нормального состояний

$$-\rho_0 \Delta_0^2 / 4 + I_{\text{кр}} (I_{\text{кр}} + 1) / 2J = I_{\text{кр}} (I_{\text{кр}} + 1) / 2J_T \quad (21)$$

дает значение критического момента $I_{\text{кр}} = 12$ для редкоземельных элементов; $I_{\text{кр}} = 18$ для тяжелых элементов. При малых моментах $I \leq I_{\text{кр}}$ сверхпроводящее состояние — основное, но при $I \geq I_{\text{кр}}$ нормальное состояние энергетически более выгодно, чем

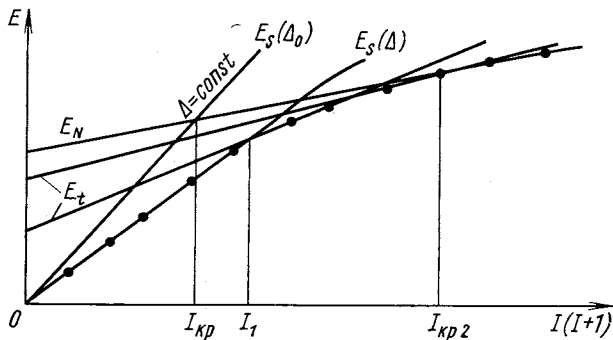


Рис. 7. Схема пересечений основного E_s ($\Delta \neq 0$), нормального E_N ($\Delta = 0$) и двухквазичастичных E_t уровней и I_1 — момент начала ЧА $ugst$ -линии (...)

сверхпроводящее. Величина Δ скачком обращается в нуль при $I \geq I_{\text{кр}}$, а момент инерции принимает твердотельное значение.

Зависимость энергии от $I(I+1)$ представлена на рис. 7. Так как $J < J_T$, то энергия E_s всегда будет пересекаться с E_N при некотором $I_{\text{кр}}$. Однако оценка, сделанная по теории возмущений в работе [37], показала, что в точке $I_{\text{кр}}$ величина Δ меняется приблизительно на 40% и истинная кривая для ротационной энергии пойдет ниже, чем это следует из формулы (21) (кривая $E_s(\Delta)$ на рис. 7). Кроме того, при выводе формулы (21) предполагалось, что все пары одинаковы. Однако такая ситуация не соответствует реальной структуре атомного ядра. В действительности нуклоны занимают состояния с разными моментами и, следовательно, ведут себя различным образом по отношению к вращению ядра, так как кориолисово взаимодействие нуклонов зависит от их момента j . Это взаимодействие велико для нуклонов с большими моментами. Поэтому при некотором $I = I_1$ происходит перестройка заполнения частиц по состояниям и, прежде чем парная корреляция в системе полностью обращается в нуль, на уровнях вблизи поверхности Ферми возникают две свободные квазичастицы (двухквазичастичные возбуждения, линии E_t на

рис. 7). Происходит разрыв пары под влиянием вращения. С точки зрения невзаимодействующих уровней это соответствует пересечению основного и двухквазичастичного состояний.

Таким образом, при дальнейшем движении вдоль *ugast*-линии наимизшим состоянием будет двухквазичастичное. Это явление впервые было обнаружено теоретически автором и А. И. Ларкиным [20]. Момент инерции для состояний *ugast*-полосы с $I > I_1$ равен J_t и будет больше, чем J_{gr} . Частоты вращения соответственно будут меньше. Это обстоятельство и приводит к ЧА. Остальные частицы продолжают оставаться в сверхпроводящем связанном в пары состоянии. Полное исчезновение Δ происходит не скачком, а растягивается на некоторую область моментов I в результате последовательных разрывов одиночных пар, приводя к фазовому переходу второго рода [20]. В этом случае Δ уменьшается в результате действия кориолисовых сил [37, 38] и эффекта блокировки, возникающего от разорванных пар [39]. Оба эффекта являются следствием одной причины — вращения ядра — так как разрыв пары происходит тоже под действием кориолисовых сил. Заметим, что полное исчезновение Δ происходит при моментах

$$I_{\text{кр. сф}} = \begin{cases} \frac{e^{3/2}}{2} \frac{\Delta_0 J_r}{j_F} = 2,2 \frac{\Delta_0 J_r}{j_F} & \text{— для модели осциллятора;} \\ \frac{e^{7/3}}{4} \frac{\Delta_0 J_r}{j_F} = 2,6 \frac{\Delta_0 J_r}{j_F} & \text{— для модели прямоугольной} \\ & \text{ямы.} \end{cases} \quad (22)$$

Учет деформации изменяет формулы (22) на

$$I_{\text{кр. 2}} = I_{\text{кр. сф}} [1 + 2(\omega_0 \beta / 2\Delta_0)^2 \ln(\rho_0 \Delta_0) / 3e^3]. \quad (23)$$

Для реальных ядер $[\omega_0 \beta / (2\Delta_0)] \approx 1$, $\rho_0 \Delta_0 \approx 8$, поэтому $I_{\text{кр. 2}} \approx 1,1 I_{\text{кр. сф}}$. Подстановка средних значений Δ_0 , j_F , J_r в (23) дает $I_{\text{кр. 2}} \approx 22 \div 26$ для области редкоземельных элементов, $I_{\text{кр. 2}} \approx 36 \div 40$ для области тяжелых элементов.

Схема поведения уровней при увеличении момента вращения на рис. 7 является, конечно, идеализированной, так как не учитывает взаимодействия между уровнями. Взаимодействие сглаживает резкие скачки ω , приводя к «квазипересечениям» и гибридизации уровней. Вместо скачкообразного перехода от бесквазичастичного к двухквазичастичному состоянию в результате пересечения при $I = I_1$ возникает непрерывное, но достаточно резкое увеличение примеси определенного двухквазичастичного (с большим j) состояния в последовательности *ugast*-уровней. Однако в силу слабости взаимодействия, которое удовлетворяет условию (13), ситуация, рассмотренная на рис. 7, качественно отражает поведение ротационных уровней реальных ядер (см. рис. 6).

Следовательно, в сильно деформированных ядрах ЧА связана с разрывом пар, т. е. с резким изменением $\{n\}$. Состояние, которое раньше было основным, становится возбужденным. Его момент инерции продолжает плавно уменьшаться с увеличением I из-за дальнейшего падения Δ .

Представляют интерес поиск состояния с $\Delta = 0$ (следовательно, $J = J_r$) и попытки обнаружить ЧА, связанную с пересечением с таким уровнем. Если считать, что уровни угаст-линии в ^{156}Du со спином 16^+ , 18^+ , 20^+ принадлежат нормальной полосе, то последняя должна иметь уровни $E_{10}^N = 2,31$, $E_8^N = 2,02$, $E_6^N = 1,80$, $E_4^N = 1,63$, $E_2^N = 1,52$ $Mэв$ и начинаться где-то около $E_0^N = 1,48$ $Mэв$. Эта энергия является слишком малой для энергии конденсации, следовательно уровни $16^+ - 20^+$ не могут принадлежать нормальному, полностью распаренному состоянию. Таким образом, природа ЧА связана не с полным исчезновением спаривания, а, скорее, с переходом в двухквазичастичное состояние с другими значениями Δ и J [36].

3. ИЗМЕНЕНИЕ ЗАПОЛНЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО СОСТОЯНИЯМ. РАЗРЫВ ПАР

Ранее было показано, что моменты инерции двухквазичастичных состояний могут существенно превышать моменты инерции основных состояний. Однако двухквазичастичных состояний выше энергии 2Δ довольно много. Поэтому возникает вопрос, при каких частотах и какие именно возбужденные состояния могут пересекаться с основным или β - и γ -вибрационными, чтобы вызвать ЧА. Можно дать ответ на эти вопросы, исходя из простых энергетических соображений [36, 39, 40]. Энергия, которая идет на разрыв пары частиц, равна $E_1 + E_2$. С другой стороны, в результате взаимодействия момента нуклона с полным моментом вращения всего ядра можно получить выигрыш в энергии, равный $2\omega\sqrt{\langle j_x^2 \rangle}$ (максимальный выигрыш равен $2\omega j$). При определенной частоте вращения $\omega_1 \approx (E_1 + E_2)/2\sqrt{\langle j_x^2 \rangle}$ в ядрах возникают возбуждения, на образование которых не требуется затраты энергии. При дальнейшем увеличении частоты вращения $\omega > \omega_1$ энергетически более выгодным становится заполнение частиц с этим двухквазичастичным возбуждением. В модели трех уровней с моментом j и энергетическим расстоянием между уровнями d получаем следующее соотношение:

$$\omega_1(j, \Omega) = \sqrt{2(\Delta^2 + d^2)/[j(j+1) - \Omega^2]}. \quad (24)$$

Из этой формулы следует, что двухквазичастичное возбуждение будет возникать раньше всего в ядрах, где на поверхности Ферми лежит уровень с большим j и малым Ω , для которых d

тоже мала, т. е. в области начала заполнения оболочки $i_{13/2}$ в редкоземельных элементах.

Для характерных значений $\beta = 0,3$, $\Delta \approx d \approx 0,9$ *Мэв*, $l = 6$ формула (24) дает $\omega_1 \approx 0,28$ *Мэв*. Это значение очень близко к экспериментально наблюдаемой угловой скорости начала АПЧВ, $\omega_{1\text{экс}} = 0,29$ *Мэв*. В ядрах с числом нуклонов $N = 90, 92, 94, 96$ на поверхности Ферми (или близко к ней) наблюдаются уровни из оболочки $i_{13/2}$ с проекциями $1/2^+$, $3/2^+$ и $5/2^+$. Этот факт в совокупности с малым $d = \varepsilon_{3/2} - \varepsilon_{1/2}$ определяет появление ЧА. При большом числе нуклонов увеличиваются Ω_λ и d , что приводит к росту ω в 1,5–2 раза. Такие частоты еще не наблюдались в эксперименте.

В области тяжелых элементов вблизи поверхности Ферми лежат уровни оболочки $j_{15/2}$, но с относительно большими проекциями, так что расстояние d велико. Формула (24) дает для этой области ω_1 ($15/2$, $m_\lambda = 7/2$) $\approx 0,24$ *Мэв*. Такие частоты предположительно должны находиться при $I \sim 16$.

Формулу (24) и лежащие в ее основе физические соображения легко распространить и на ЧА вибрационных, в частности β -вибрационных, состояний. В этом случае минимальная энергия возбуждения равна $E_1 + E_2 - \omega_\beta$ и для ЧА получаем следующее соотношение:

$$\omega_{1\beta} = \frac{E_1 + E_2 - \omega_\beta}{2 \langle j^2 \rangle} = \frac{\sqrt{a^2 + \Delta^2} - \omega_\beta/2}{\sqrt{(j(j+1) - Q^2)/2}}. \quad (25)$$

Применяя оценку (25) к ядрам ^{154}Gd и ^{156}Dy , где $\omega_\beta = 0,680$ и $0,67$ *Мэв* соответственно, получаем, что $(\omega_{1\beta})_{\text{теор}} = 0,22$ *Мэв* в согласии с экспериментальным значением $(\omega_{1\beta})_{\text{экс}} = 0,22$ *Мэв* [15]. Конечно, эти соотношения носят качественный характер и применяются только для оценки ω_1 .

Таким образом, ЧА в основном состоянии связана с перестройкой вакуума квазичастиц и появлением в волновой функции нижнего по энергии состояния большой примеси некоторых двухквазичастичных состояний. В случае β -вибрационного состояния ЧА связана с переходом от вибрационного состояния к двухквазичастичному. Это обстоятельство должно проявляться на эксперименте в виде изменения константы взаимодействия уровней основной полосы с уровнями β -вибрационной полосы до и после точки ЧА, так как после точки ЧА волновая функция возбужденного состояния содержит большую примесь двухквазичастичного состояния.

Указанные выше особенности АПЧВ можно получить в очень простой модели ротатора, взаимодействующего со свободными частицами [41, 42] (модель КШ). Предполагается, что ротатор имеет одну ротационную степень свободы и его гамильтониан имеет вид $H_r = a\hat{R}^2/2$, где \hat{R} — момент вращения; a — обратный момент

инерции. Частицы описываются одночастичным гамильтонианом $H_{\text{част}} = H_{\text{с.п.}} + H_{\text{с}}$, где $H_{\text{с}}$ — спаривательная часть; $H_{\text{с.п.}}$ — самоогласованное поле, в качестве которого используется модель двух Ω -кратно вырожденных уровней. Величина \hat{j} является оператором полного момента частиц, а полный момент системы $\bar{I} = \bar{R} + \bar{j}$. Предполагается также, что состояния системы являются аксиально-симметричными и

вращение происходит вокруг оси x . В простейшем случае, когда $H_{\text{с.п.}} = 0$ и частицы находятся на одном вырожденном уровне, собственные значения гамильтониана

$$H = H_{\text{с}} + a(I - j_x)^2/2 \quad (26)$$

имеют вид

$$E_I^{Lk} = -GL(L+1) + a(I-k)^2/2. \quad (27)$$

Здесь G — константа спаривательного взаимодействия; L — квазиспин, связанный с сеньорити ν соотношением $\nu = 2(\Omega - L)$. Величина квазиспина принимает значения $L = 0, 1, 2, \dots, \Omega$, а величина $-GL(L+1)$ является собственным значением j_x . Индекс k — собственное значение оператора j_x и равен $0, 2, 4, \dots, 2\Omega$. Для основного состояния $L = \Omega$ ($\nu = 0$) $k = 0$ в случае полного распаривания $k = 2\Omega, L = 0$. В общем случае $k = 0, 2, \dots, 2\Omega$; а для данного k $L = 0, 1, \dots, (\Omega - k/2)$.

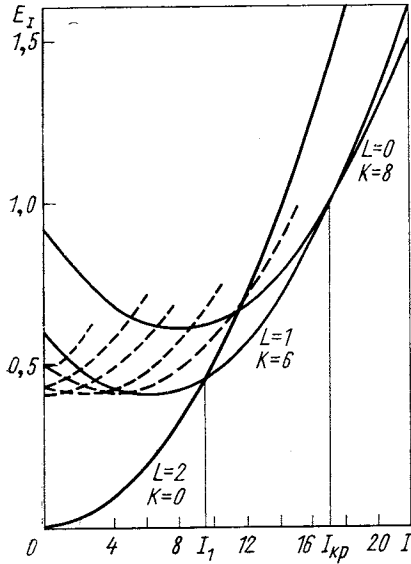


Рис. 8. Схема пересечений уровней в модели КШ для $j = 7/2$ (четыре частицы)

Результаты расчета для случая четырех частиц на уровне $j = 7/2$ представлены на рис. 8. Из рисунка видно, что уровень основного состояния с $L = 2, k = 0$ пересекается при некотором моменте I_1 с уровнем $L = 1, k = 6$. Это соответствует переходу из состояния без разорванных пар в состояние с одной разорванной парой, т. е. пересечению с двухквазичастичным состоянием. Далее, при $I = I_{\text{кр}}$ происходит пересечение с уровнем $L = 0, k = 8$, соответствующим двум разорванным парам, т. е. нормальному полностью распаренному состоянию в данной модели.

На рис. 9 дана зависимость момента инерции от ω^2 в случае $j = 7/2$. На этих рисунках видно, что в точках пересечения уровней

на рис. 9 дана зависимость момента инерции от ω^2 в случае $j = 7/2$. На этих рисунках видно, что в точках пересечения уровней

момент инерции и частота вращения (dE/dI) изменяются скачком, который определяется отношением энергии спаривания к обратному моменту инерции. При увеличении расстояния между уровнями ЧА постепенно пропадает. В модели КШ можно дать очень простую трактовку ЧА. В этом случае частота вращения ядра

$$\omega = d\langle H \rangle/dI = a(I - \langle j_x \rangle). \quad (28)$$

При разрыве пары, когда $I = I_1$, средний момент свободных квазичастиц выстраивается вдоль оси x , значение $\langle j_x \rangle$ увеличивается скачком и ω уменьшается. Угловая скорость оказывается пропорциональной не полному моменту, а коллективной части момента

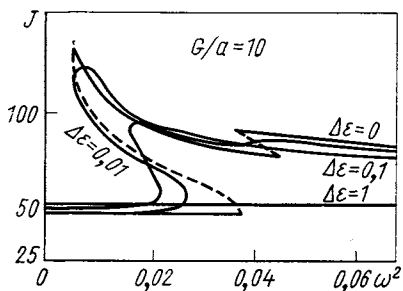


Рис. 9. Зависимость момента инерции от ω^2 в модели КШ с $j = 7/2$ (четыре частицы). $\Delta\epsilon$ — расстояние между соседними одночастичными уровнями

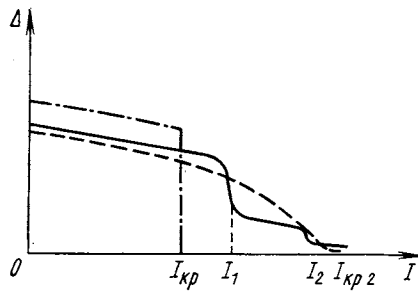


Рис. 10. Зависимость параметра парной корреляции Δ для u_{fast} -уровней от момента в случае фазовых переходов первого (— · — · —) и второго (— — —) родов и перехода с учетом разрыва пар (— — —)

$R = I - \langle j_x \rangle$ и $\omega = R/J$. После того как выстраивание момента пары закончилось, начинается снова рост частоты с увеличением I . Последующие скачки ω , как правило, очень слабы и практически пропадают в случае отличного от нуля ϵ .

Интересно сравнить зависимость параметров парной корреляции для уровней u_{fast} -линии от момента I (рис. 10) для случаев: фазового перехода первого рода, уменьшения парной корреляции с учетом разрыва пар и выстраивания и постепенного фазового перехода второго рода. При переходе парной корреляции с учетом разрыва пар видны очень характерные скачки Δ , соответствующие моменту разрыва пары (или пересечению с двухквазичастичным уровнем) и возникающие в результате эффекта блокировки.

В реальных ядрах в u_{fast} -линии имеется один скачок в точке ЧА, а другие скачки сглаживаются из-за гибридизации уровней или отсутствия подходящих состояний с большим j . При полной гибридизации происходит плавный фазовый переход второго рода.

Модель КШ не учитывает изменение момента инерции кора под влиянием вращения из-за изменения Δ , а отражает только явление разрыва и выстраивание момента валентных частиц. Поэтому она носит качественный характер и требует усовершенствования, которое объединило бы оба эффекта.

4. СХЕМЫ СВЯЗИ КВАЗИЧАСТИЦЫ С ВРАЩАЮЩИМСЯ ЯДРОМ. НЕЧЕТНЫЕ ЯДРА

Как было показано выше, двухквазичастичные возбуждения приобретают определяющее значение в явлении ЧА. Поэтому представляет интерес подробнее рассмотреть вопрос о поведении квазичастицы во вращающемся ядре. При больших частотах вращения, т. е. при большом I и малых моментах инерции, значение кориолисова взаимодействия увеличивается. Эта область частот, требующая малых моментов инерции, реально осуществляется при малых деформациях. Энергия парной корреляции Δ меняется довольно плавно от ядра к ядру и не принимает больших значений, что тоже могло бы уменьшить моменты инерции.

Задача о спектре вращающегося аксиального ядра и квазичастицы была рассмотрена в работе [43]. Оператор полного момента такой системы $\bar{I} = \bar{R} + \bar{j}$, где \bar{R} и \bar{j} — соответственно моменты остова и частицы. Гамильтониан ядра $H_{\text{я}} = (R_x^2 + R_y^2)/2J$ принимает вид

$$H_{\text{я}} = (2J)^{-1} (\hat{I}^2 + \hat{j}^2 - I_3^2 - j_3^2) - J^{-1} (I_x j_x + I_y j_y) = \hat{H}_R + \hat{H}_K. \quad (29)$$

Второй член в (29) представляет собой кориолисово взаимодействие

$$H_K = -(2J)^{-1} (I_+ j_- + I_- j_+), \text{ где } I_{\pm} = I_x \pm iI_y, \quad j_{\pm} = j_x \pm ij_y.$$

Гамильтониан частицы в деформированном ядре выбирается в виде

$$H_p = H_{\text{сф}} + k'\beta Y_{20}, \quad (30)$$

где $H_{\text{сф}}$ — сферическая часть гамильтониана; β — параметр квадрупольной деформации; k' — константа связи. Полный гамильтониан системы представляется в виде $H = (H_R + H_p) + H_K = H_0 + H_K$.

В адиабатическом приближении волновая функция системы записывается как произведение волновых функций ротатора $D_{M\Omega}^I$ и частицы χ_{Ω}^j . Диагональная часть H_0 в этом представлении

$$E_0 = \varepsilon_j + [I(I+1) + j(j+1)](k-1/J)\Omega^2/2J, \quad (31)$$

а постоянная $k = 3\beta k'/[4j(j+1)]$. Если $k-1/J = 0$, то E_0 не зависит от Ω и в качестве волновой функции можно выбрать такую суперпозицию χ_{Ω}^j , которая приближенно диагонализует кориолисов член в гамильтониане. Для этого вводится функция χ_{Ω}^j для частицы с полным моментом j и проекцией на ось x мо-

мента α . Новую функцию можно представить в виде разложения

$$\chi_{\alpha}^j = \sum_{\Omega} C_{\Omega}(\alpha) \chi_{\Omega}^j,$$

где $C_{\Omega}(\alpha) = d_{\alpha\Omega}^j(\pi/2)$ — матричные элементы конечного вращения. Требование симметрии отражения в плоскости, перпендикулярной к оси z , приводит к условию, что $(I - \alpha) = 2n$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). Тогда в приближении $(I/\Omega)^2 \gg 1$, $I \gg 1$ для $I > j$ (так как $|\Omega| < j$) получаем, что $H_K \Psi_{M\alpha}^{Ij} \simeq -2AI \Psi_{M\alpha}^{Ij}$, а энергия системы

$$E(I, j, \alpha) = \varepsilon_j + (2J)^{-1} [j(j+1) + I(I+1) - 2I\alpha]. \quad (32)$$

Из формулы (32) следует, что состояния наиминимые по энергии имеют $\alpha = j$, а связанная с ними полоса зависит от квантовых чисел следующим образом:

$$E_R = \varepsilon_j + (2J)^{-1} (I - j)(I - j + 1) = \text{const} + \\ + R(R+1)/2J, \quad R = 0, 2, 4, \dots \quad (33)$$

Ротационная полоса в нечетном ядре с $\alpha = j$ называется развязанной (decoupled band) и благоприятной по энергии (favoured). Как видно из формулы (33), нечетная частица не участвует во вращении, которое определяется только моментом остова R . Само состояние называют «выстроенным», так как оно соответствует квантованию вдоль оси вращения. Таким образом, уровни этой полосы воспроизводят спектр четно-четного ядра. Момент инерции системы должен определяться из формулы

$$J_R = (2R - 1)/\Delta E_{R, R-2}, \quad \Delta E_R = (E_R - E_{R-2}), \quad R = 2, 4, \dots, \quad (34)$$

а не из обычно употребляемого выражения

$$J_I = (2I - 1)/\Delta E_{I, I-2} = (2R - 1 + 2j)/\Delta E_{R, R-2}.$$

Как видно из выражения (34), при этом возникает весьма существенное отличие в величинах момента инерции $\mu = J_R/J_I = [1 + 2j/(2R - 1)]^{-1}$ для $j = 11/2$, $R = 2$, $\mu = 0,215$; а для $R = 6$, $\mu = 0,5$.

Для малых моментов $\Omega \leq I < j$ можно показать, что

$$E(I, j, \kappa) = \varepsilon_j + (2J)^{-1} [j(j+1) + I(I+1) - 2j\kappa], \quad (35)$$

где κ — проекция I на ось x . В этом случае имеет место обычная зависимость E от I [$\sim I(I+1)$]. Условие $k = 1/J$, использованное при выводе выражений (33) и (35), зависит от выбора значений j , k' , β и $1/J$. Для каждого конкретного ядра j , k , $1/J$ фиксиро-

ваны, и это условие ограничивает значение β , для которого (33) и (35) являются хорошими приближениями.

Точность приближенной диагонализации гамильтониана H видна из рис. 11, где используется уровень $j = 11/2$. Приближенные решения хорошо совпадают с точными при $\beta \approx +0,18$ (по оси ординат откладывалась разность энергий между состоянием со спином I и нижшим состоянием $I_0 = 11/2$). Анализ области

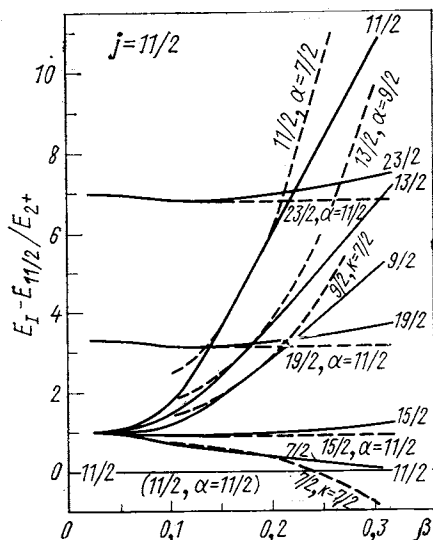


Рис. 11. Сравнение точных решений (—) с приближенными [43, 44] (---)

применимости выстроенной схемы связи показывает, что она имеет место при деформации $\beta \approx +0,2$ для частиц на поверхности Ферми, а для дырок — вблизи деформации $\beta \approx -0,2$. Для дырочных состояний $k' < 0$, и условие $k = 1/J$ выполняется для отрицательных β , так как энергии системы для такой схемы лежат ниже, чем для схемы сильной связи. При деформации $\beta > 0,3$ или отрицательных деформациях схема сильной связи энергетически более выгодна. Таким образом, когда на поверхности Ферми находятся одночастичные состояния с большим моментом, но с малой проекцией Ω , при малых положительных деформациях возникают условия благоприятные

для выстраивания. Аналогично выстраивание выгодно для малых проекций дырочных состояний при отрицательных деформациях.

Модель выстроенных состояний находит очень эффективное подтверждение в нечетных нуклидах La [44], где наблюдается полоса, связанная с уровнем $j = 11/2$. Энергии нечетных нуклидов La и соседних четно-четных ядер ^{56}Ba приведены на рис. 12. Величины $\Delta E_{\text{нечет}} \approx \Delta E_{\text{нечет}}$ и, следовательно, моменты инерции остова в нечетном ядре при больших моментах близки к моментам инерции соответствующих четно-четных ядер.

Примером, позволяющим установить схему связи нечетной частицы в состояниях с большим моментом $I = 21/2; 17/2; 13/2$ в ядрах $^{157}_{89}\text{Er}$ и $^{159}_{88}\text{Er}$, является измерение приведенной вероятности квадрупольного перехода $B(E2)$ и гиромангнитного отношения g [45]. В этих ядрах экспериментальное значение $|g| = 0,05 \pm 0,05$ согласуется со схемами выстраивания или слабой связи, тогда

как значения $B(E2)$ можно объяснить только сильной связью или выстраиванием. Таким образом, совокупность обоих экспериментов свидетельствует в пользу выстраивания.

В свете изложенного выше проблема ЧА в нечетных ядрах представляется довольно тривиальной. Разрыв подходящей пары под влиянием вращения происходит в нечетных ядрах, если только эта пара существует, т. е. соответствующее состояние не занято нечетной частицей. Соотношение (24) для разрыва пары остается

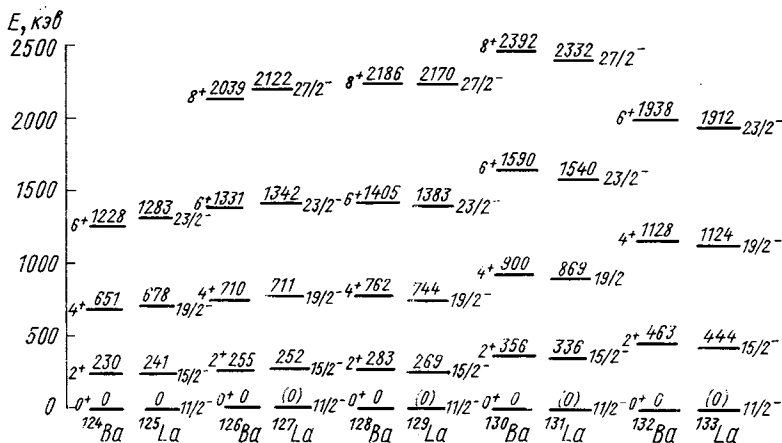


Рис. 12. Спектры выстроенных состояний в нечетных нуклидах La в сравнении с соседними четно-четными нуклидами Ba

тем же, если вместо I подразумевать R — момент вращающегося остова. Это обстоятельство можно проверить непосредственно [46], если в нечетном ядре осуществляются условия, благоприятные для выстроенной схемы связи.

Энергии переходов благоприятной (развязанной) полосы для ядер $^{67}\text{Ho}_{90, 92, 94}$ в сравнении с ΔE_I соседних четно-четных ядер ^{156}Dy и ^{158}Er и средним ΔE_I по четным ядрам приведены в табл. 3. Явление ЧА наблюдается во всех ядрах Ho. Моменты его появления $I_1 = 14$ и характер подобны ЧА в соседних четных ядрах, что указывает на разрыв нейтронной пары в оболочке $i_{13/2}$ как причину ЧА в Ho. Особенно похожи спектры Ho на спектр $^{158}\text{Er}_{90}$ ввиду близости их моментов инерции при малых моментах. В нечетных ядрах Er явление ЧА не наблюдается вплоть до $I = 45/2$, что указывает на энергетическую невыгодность разрыва нейтронной пары ввиду занятости состояния с $\alpha = j$ нечетной частицей.

Таблица 3

Значения ΔE_I (кэв) в ядрах Но. Для сравнения приведены ΔE_I в $^{156}\text{Dy}_{90}$, $^{158}\text{Er}_{90}$ и ΔE_I (по Dy_{90} и Er_{90})

$I_i \rightarrow I_f$	$R+2 \rightarrow R$	$^{157}\text{Ho}_{90}$	$^{159}\text{Ho}_{92}$	$^{161}\text{Ho}_{94}$	$^{158}\text{Er}_{90}$	$^{166}\text{Dy}_{90}$	Среднее значение ΔE , кэв
19/2 \rightarrow 15/2	4 \rightarrow 2	315,9	317,8	312,2	335,1	266,3	300,7
23/2 \rightarrow 19/2	6 \rightarrow 4	424,3	408,4	397,0	443,1	366,4	405
27/2 \rightarrow 23/2	8 \rightarrow 6	513,0	486,4	472,4	523,0	455,6	489,3
31/2 \rightarrow 27/2	10 \rightarrow 8	583,2	550,7	534,5	578,9	509,8	545
35/2 \rightarrow 31/2	12 \rightarrow 10	630,9	592,5	573,3	608,1	561,1	585
39/2 \rightarrow 35/2	14 \rightarrow 12	565,9	587,1	568,9	510,0	602,3	556
43/2 \rightarrow 39/3	16 \rightarrow 14	500,1	547,3	544,8	473,8	611,1	542
47/2 \rightarrow 43/2	18 \rightarrow 16	—	—	—	—	527,4	—

С другой стороны, можно исследовать ЧА в различных состояниях, занимаемых нечетной частицей в одном ядре. Если нечетная частица занимает нуклонное состояние пары, принимающей участие в разрыве, то ротационный спектр, построенный на этом состоянии, не должен иметь частотную аномалию. Во всех других

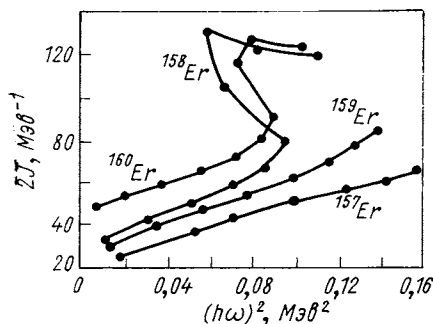


Рис. 13. Сравнение моментов инерции нечетных и четных ядер Er

состояниях ротационные полосы должны иметь ЧА. Этот факт был обнаружен в ядре $^{163}\text{Yb}_{95}$ [48]. Оказалось, что ротационная полоса, основанная на уровне $3/2^-$ [521], из состояния с $j=h_{9/2}$ имеет ЧА при переходе $I=33/2$ в $I'=29/2$, что соответствует изменению R от 12 до 10. В полосе, основанной на состоянии оболочки $j=i_{13/2}$ ($7/2^+$ [633] или $5/2^+$ (642)), ЧА не наблюдается вплоть до уровня $I=41/2^+$, что соответствует $R=14$. Этот факт показывает, что разрывающейся парой являются нуклоны на уровне $i_{13/2}$, а не $h_{9/2}$. Интересно отметить, что в четно-четном ядре $^{164}\text{Yb}_{94}$ частотная аномалия имеет место при изменении I от 14 к 12, т. е. при несколько большем моменте, чем в соседнем нечетном ядре. По-видимому, это можно понять как результат уменьшения энергии парной корреляции из-за блокировки уровня, что облегчает разрыв пары нуклонов в нечетном ядре по сравнению с четным.

Исследование нечетных ядер позволяет экспериментально разрешить вопрос о природе ЧА. Если изучить выстроенную полосу

Таблица 4

Энергии переходов и моменты инерции в выстроенных состояниях $157, 158\text{Er}$ и четных ядрах $156, 158, 160\text{Er}$

$I_i \rightarrow I_j$	157Er_{88}		158Er_{91}		158Er_{88}		158Er_{90}		160Er_{92}	
	$\Delta E_{I'}$ кэВ	J МэВ-1	$\Delta E_{I'}$ кэВ	J МэВ-1	$\Delta E_{I'}$ кэВ	J МэВ-1	$\Delta E_{I'}$ кэВ	J МэВ-1	$\Delta E_{I'}$ кэВ	J МэВ-1
$R + 2 \rightarrow R$										
$17/2 \rightarrow 13/2$	266,1	14,2	208,3	14,4	344,4	8,7	192	15,6	125,6	23,9
$21/2 \rightarrow 17/2$	415,1	16,9	350,0	20	452,9	15,5	355,1	20,8	263,8	26,5
$25/2 \rightarrow 21/2$	527,2	20,9	464,5	23,7	543,2	20,2	443,1	24,8	375,3	29,4
$29/2 \rightarrow 25/2$	622,4	24	555,9	27	618,2	24,3	523,0	28,6	463,7	32,5
$33/2 \rightarrow 29/2$	702,2	27,2	625,9	30,5	675	28,1	578,9	33	531,7	35,7
$37/2 \rightarrow 33/2$	765,0	30	675,7	34	—	—	608,1	38	579,2	39,7
$41/2 \rightarrow 37/2$	802,9	33,6	708,7	38,2	—	—	510,0	53	592,2	45,6
$45/2 \rightarrow 41/2$	—	—	(738,4)	42	—	—	472,8	65,6	533,9	57,6
$49/2 \rightarrow 45/2$	—	—	—	—	—	—	566,3	62	554,4	63,2

в нечетном ядре, то из энергии перехода легко извлечь момент инерции ядра. Если ЧА связана с исчезновением парной корреляции, то в нечетных ядрах она должна наступать раньше, чем в четно-четных, так как нечетная частица уменьшает спаривание из-за блокинг-эффекта. Эксперимент [47] показал, что в ядрах ^{157}Er и ^{159}Er ЧА наступает позже (большие I), если наступает вообще. Это противоречит объяснению ЧА из-за исчезновения парной корреляции.

В табл. 4 даны энергии переходов и соответствующие моменты инерции $^{157}, ^{159}\text{Er}$ и $^{156}, ^{158}, ^{168}_{68}\text{Er}$. Отсутствие скачка значений ω_I и J_I в нечетных изотопах очевидно. Сравнение отношений моментов инерции в нечетных и четных ядрах приведено на рис. 13. Момент инерции нечетных ядер растет плавно, что является весьма веским экспериментальным указанием на природу АПЧВ как эффекта разрыва нейтронной пары (или пересечения основного состояния с двухквaziчастичным). На это же указывает тот факт, что изъятие протона (переход к ядрам Но) не нарушает ЧА.

Таким образом, исследование ЧА в нечетных ядрах дает дополнительную информацию о природе этого явления.

5. ИЗМЕНЕНИЕ ДЕФОРМАЦИИ ЯДРА

Простейшими примерами изменения деформации ядра в разных состояниях и связанного с этим изменения моментов инерции являются случаи сосуществования в одном ядре уровней с равновесными $\beta_1 = 0$ и $\beta_2 \neq 0$ в магических ядрах ^{16}O , и ^{40}Ca (рис. 14)

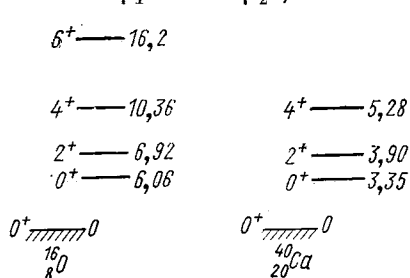


Рис. 14. Примеры сосуществования сферических и деформированных состояний в ^{16}O , ^{40}Ca

и близких к ним нуклидов ^{18}O , $^{42}, ^{44}, ^{46}, ^{48}_{20}\text{Ca}$ и ядра на границах перехода между сильно β -деформированными и сферическими или γ -деформированными. На рис. 15, 16 приведены примеры ЧА в ядрах ^{89}Hg [16—19] и ^{76}Os [12], в которых возможно сосуществование состояний с разной деформацией.

Полное количественное рассмотрение вопроса о равновесной деформации — весьма трудная задача, так как требует вычисления, во-первых, потенциальной энергии ядра, зависящей от β , γ , I , во-вторых, массовых коэффициентов и, в-третьих, решения уравнения для коллективного гамильтониана с учетом сильного ангармонизма и нескольких минимумов в потенциальной энергии.

В качестве примера рассмотрим потенциальную энергию в следующем виде:

$$W(\beta) = C(\beta - \beta_0)^2/2 - B\beta^3 + D\beta^4, \quad (36)$$

где C, B, D, β_0 — постоянные параметры. В этом случае имеются две потенциальные ямы с разными равновесными деформациями

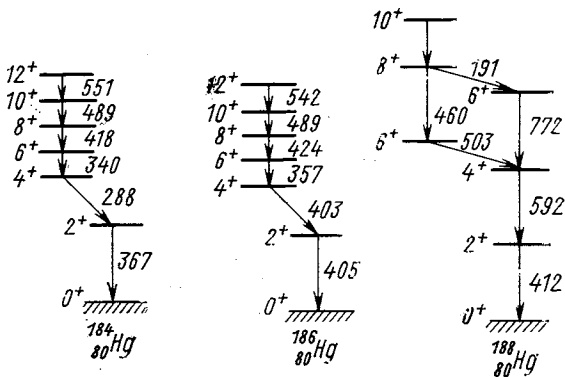


Рис. 15. Частотная аномалия в легких нуклидах Hg, связанная с изменением деформации

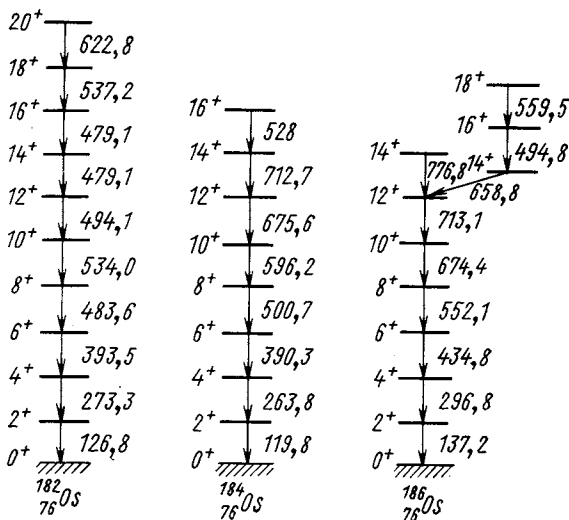


Рис. 16. Частотная аномалия в нуклидах Os

β_1, β_2 и, следовательно, разными моментами инерции $J(\beta_1)$ и $J(\beta_2)$. Для каждого равновесного состояния ядра имеются свои ротационные полосы. Момент, при котором происходит пересечение уровней этих полос, можно оценить из уравнения (10) ($a = 0$):

$$I_1(I_1 + 1) = 2E_0 J_1 J_2 / (J_2 - J_1). \quad (37)$$

Более детальное рассмотрение данной проблемы дано в работах [49, 50], в которых наблюдаемая ЧА объясняется определенной параметризацией гамильтониана с учетом ротационной энергии и γ -деформации. Например, в работе [50] гамильтониан имеет вид

$$E_I(J, \gamma) = (2J)^{-1} \hat{R}^2(\gamma) + C(J - J_0)^2/2 + K\gamma^2/2 + D(J - J_0)\gamma, \quad (38)$$

где

$$\hat{R}^2 = \frac{3}{4} \sum_{i=1}^3 I_i^2 / \sin^2(\gamma - 2\pi i/3),$$

C, K, D, J_0 — постоянные.

В таком гамильтониане при увеличении момента появляется второй минимум с деформацией $\gamma \neq 0$.

Однако задачей теории является получение коллективного

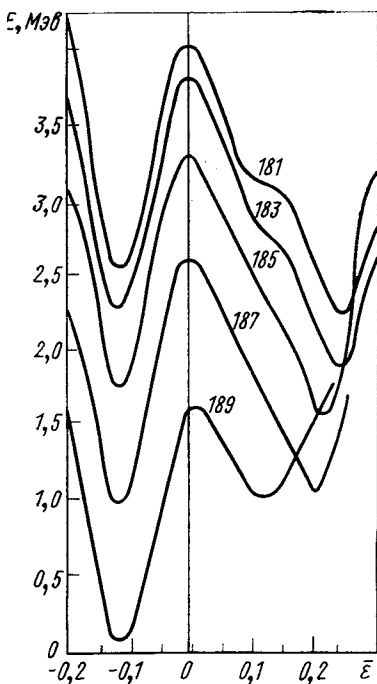


Рис. 17. Деформационная энергия нечетных нуклидов Hg

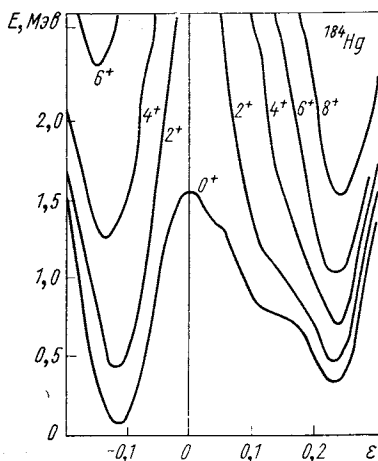


Рис. 18. Деформационная энергия вращательных состояний в ^{184}Hg . Равновесная деформация становится положительной (и большой) с ростом момента I

гамильтониана из микроскопической теории, потому что только такой подход позволяет указать конкретный механизм ЧА. В работе [51] сделана успешная попытка объяснить ЧА в ядрах $^{184}, ^{186}, ^{188}_{80}\text{Hg}$. Теоретическое исследование [52—54] показывает, что деформационная энергия нуклидов Hg имеет близкие по глубине минимумы

при параметрах квадрупольной деформации, соответствующих сплюснутой $\beta = -0,13$ и вытянутой $\beta = +0,25$ формам, как это показано на рис. 17 для нечетных нуклидов Hg.

Деформационная энергия E_I уровней четно-четных нуклидов Hg бралась в виде суммы энергий жидкой капли U_{LDM} , оболочечной поправки δU [55] и вращательной энергии $I(I+1)/2J$. Момент инерции вычислялся по формуле (15) для каждой деформации отдельно. Суммарная потенциальная энергия для ядра ^{184}Hg приведена на рис. 18. Расчеты деформационной энергии для четно-четных нуклидов Hg показали, что в области $190 > A > 180$ основные состояния являются сплюснутыми, но разность минимумов деформационной энергии для сплюснутой и вытянутой форм $\Delta E_I = E_{I\text{obl}} - E_{I\text{prol}}$ является очень малой (около $-0,2 \div 0,8 \text{ Мэв}$). Состояния 4^+ и 6^+ имеют малую сплюснутую деформацию, тогда как состояния 4^+ и 6^+ имеют относительно большую вытянутую деформацию.

Вычисленные и экспериментальные энергии переходов, соответствующие равновесные деформации и ΔE_I приведены в табл. 5.

Таблица 5

Сравнение вычисленных и экспериментальных энергий переходов вращательных уровней, величины ΔE , теоретических равновесных деформаций конечных состояний и экспериментальных значений деформаций, полученных из $B_{\text{экс}} (E2)$ на основе роторной модели [17, 18]

Переход	Энергия, Мэв		Конечное состояние		$\beta_{\text{экс}}$
	эксперимент	теория	$\Delta E_I, \text{ Мэв}$	$\beta_{\text{равн}}$	
^{184}Hg					
$2^+ \rightarrow 0^+$	0,367	0,38	-0,29	-0,13	$0,15 \pm 0,02$
$4^+ \rightarrow 2^+$	0,288	0,25	-0,01	-0,13	$0,22 \pm 0,01$
$6^+ \rightarrow 4^+$	0,340	0,36	0,57	0,25	$0,28 \pm 0,05$
$8^+ \rightarrow 6^+$	0,418	0,48	1,35	0,25	
^{186}Hg					
$2^+ \rightarrow 0^+$	0,405	0,37	-0,54	-0,13	$0,13 \pm 0,01$
$4^+ \rightarrow 2^+$	0,403	0,54	-0,29	-0,13	$0,16 \pm 0,03$
$6^+ \rightarrow 4^+$	0,357	0,39	0,25	0,23	$0,27 \pm 0,05$
$8^+ \rightarrow 6^+$	0,424	0,52	0,95	0,24	—
^{188}Hg					
$2^+ \rightarrow 0^+$	0,413	0,37	-0,097	-0,13	—
$4^+ \rightarrow 2^+$	0,591	0,79	-0,69	-0,13	—
$6^+ \rightarrow 4^+$	0,504	0,43	-0,41	-0,14	—
$8^+ \rightarrow 6^+$	0,460	0,43	0,67	0,23	—

Расчеты подтверждают деформационный характер ЧА в случае легких нуклидов Hg. Вопрос, имеется ли барьер между миниму-

мом по γ -деформации, не исследовался. Однако обработка экспериментальных данных по вероятностям переходов показывает, что $\bar{\beta}_{\text{вкс}}$ меняется слабо и это соответствует отсутствию барьера и большой мягкости по γ -направлению для состояний $I=2^+$ и 4^+ .

Для более тяжелых элементов, чем ^{188}Hg , значение ΔE становится очень большим и природа ЧА меняется, переходя в разрыв пары на уровне $(h_{41/2}^{-2})$ [19]. Интересно отметить, что нуклиды Pt с тем же самым числом нейтронов, что и Hg оказались «вытянутыми» уже в основном состоянии и их моменты инерции соответствуют моментам инерции Hg в возбужденном «вытянутом» состоянии [51]. Из данных работы [51] можно получить, что для ядра ^{184}Hg $E_0 = 0,28 \text{ Мэв}$, $J_1 = 7,9 \text{ Мэв}^{-1}$, $J_2 = 27,2 \text{ Мэв}^{-1}$. Тогда вычисление по формуле (37) дает $I^* = 2$, что совпадает с экспериментом. Таким образом, легкие нуклиды Hg показывают пример деформационного механизма ЧА. Вероятно, можно обнаружить и более сложные виды ЧА, связанные с изменением равновесных значений β и γ .

6. РАСЧЕТЫ ЧАСТОТНОЙ АНОМАЛИИ С ПОМОЩЬЮ РЕАЛИСТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Поскольку нашей основной целью было качественное исследование физических причин явления, то здесь только кратко коснемся работ, в которых ЧА исследуется количественно на основе реалистических ядерных моделей.

В работах [56, 57] были вычислены средние значения ядерных гамильтонианов с помощью волновых функций для потенциала Нильссона с учетом эффектов парной корреляции (БКШН), поправленных введением проекционных операторов P_I , P_n , P_π . Процедура проектирования обеспечивала выполнение законов сохранения для момента I и числа нейтронов (n) и протонов (π). Гамильтониан состоял из сферических одночастичных состояний в оболочках $N = 4$ и 5 для протонов, $N = 5, 6$ для нейтронов и членов, соответствующих спаривательному и квадрупольно-квадрупольному взаимодействию, параметры которых брались из работы [58]. Кроме того, из условия согласования положения уровня 2^+ вводился один свободный параметр — момент инерции кора, который учитывал наличие других оболочек. Энергии состояний с заданными значениями I , Δ_n , Δ_π и β вычислялись в виде

$$E_I(\Delta_n, \Delta_\pi, \beta) = \frac{\langle \text{БКШН}(\Delta_n, \Delta_\pi, \beta) | \hat{H} P_I P_n P_\pi | \text{БКШН}(\Delta_n, \Delta_\pi, \beta) \rangle}{\langle \text{БКШН} P_I P_n P_\pi | \text{БКШН} \rangle}. \quad (39)$$

В дальнейшем $E_I(\Delta_n, \Delta_\pi, \beta)$ минимизировались по параметрам β и Δ_i . Эта процедура применялась для расчета энергий ротационных уровней в изотопах $^{166}, ^{168}, ^{170}\text{Yb}$. На эксперименте частотная ано-

малия наблюдается в ядрах $^{166}, ^{170}\text{Yb}$ и не наблюдается в ядре ^{168}Yb . Расчеты качественно воспроизводят экспериментальные данные для всех нуклидов и приведены на рис. 19. Найдено, что для хорошего согласия с экспериментом весьма существенно проектирование на состояние с правильным числом частиц. Изменение деформации для разных значений момента важно только для ^{170}Yb .

Спаривательный параметр Δ ведет себя как функция момента различным образом в зависимости от того, производится ли частичное проектирование или нет (рис. 20).

В ^{166}Yb фазовый переход для нейтронов имеет место при учете проектирования частиц, без учета проектирования фазового перехода нет. В ^{168}Yb ситуация оказывается обратной, а в ^{170}Yb получается фазовый переход с учетом и без учета проектирования частиц, но он происходит при разных моментах. Таким образом, результаты вычислений очень чувствительны к характеристикам одночастичных уровней и их положению по отношению к поверхности Ферми и свидетельствуют в пользу более или менее резкого фазового перехода как причины ЧА. Однако большая чувствительность к способам расчета вынуждает с осторожностью относиться к полученным выводам. Кроме того, в методе проектирования не учитывается существенная перестройка положения одночастичных уровней в сильном поле вращения. Энергия возбуждения такого состояния при больших I (или ω) отличается от обычного выражения $E_\lambda = \sqrt{(\epsilon_\lambda - \epsilon_0)^2 + \Delta^2}$ не только из-за изменения Δ , но и из-за появления дополнительных членов в E , зависящих от момента I . Расчеты были ограничены выбором аксиально-симметричных внутренних волновых функций. Кориолисовы силы разрушают эту симметрию, так как они связывают состояния с различными Ω и тем самым индуцируют неаксиальную деформацию.

Таким образом, явление разрыва пары принципиально не было включено в расчеты [56, 57]. Чтобы выяснить истинный механизм ЧА, необходимо учитывать изменение энергии и неаксиальность одноквазичастичных состояний. Вычисления, учитывающие эти эффекты, были сделаны в работах [59, 60] согласно методу

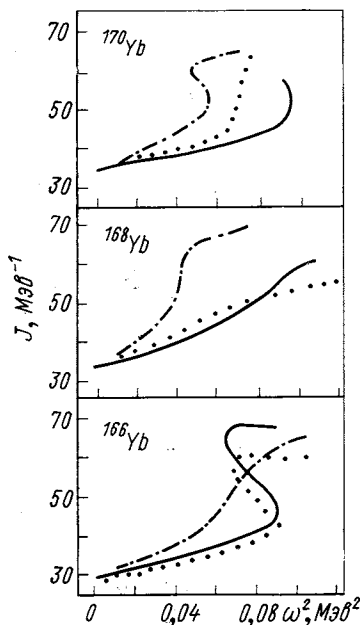


Рис. 19. Зависимость момента инерции от квадрата частоты для нуклидов $^{166}, ^{168}, ^{170}\text{Yb}$:

— экспериментальные данные; — результаты расчета; — · — · — вычисления без учета сохранения числа частиц

варьирования энергии после проектирования функций на состояние с заданным моментом. Расчеты проводились для ядер $^{162}_{68}\text{Er}$, где наблюдается ЧА, и $^{168}_{70}\text{Yb}$, где ее нет. Было показано, что в ядре ^{162}Er происходит постепенное уменьшение значения парной корреляции из-за действия кориолисовых сил. Однако в области частоты вращения $0,2 < \omega < 0,21$ угловой момент некоторых пар сопряженных состояний очень резко выстраивается вдоль оси вращения. Вклад от одной пары в полный момент резко увеличивается при малом изменении ω . Корреляционная функция для этой пары $\Delta_{\Omega\bar{\Omega}}$ изменяется гораздо сильнее, чем среднее изменение Δ . Разложение волновой функции этой пары по сферическим функциям показывает, что доминирующее значение в ней имеет компонента $i_{13/2}$.

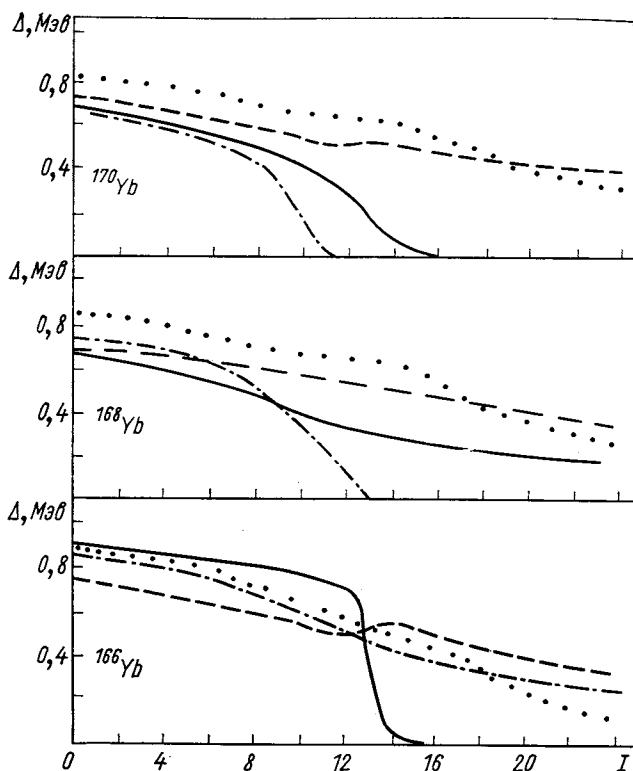


Рис. 20. Энергия парной корреляции Δ как функция углового момента для нейтронов (—) и протонов (---). Величина Δ , вычисленная без учета сохранения числа частиц для нейтронов (-.-.-) и протонов (.....)

Поэтому можно сказать, что два нейтрона в оболочке $1i_{13/2}$ разрывают свою связь под действием вращения и располагают свои моменты вдоль оси вращения, как это было рассмотрено выше. Отсутствии ЧА в ^{168}Yb объясняется отсутствием вблизи поверхности Ферми уровней с большим j . К сожалению, в этих расчетах не учитывается сохранение числа частиц.

Таким образом, расчеты с реалистическими моделями требуют вычислений, в которых выполняются законы сохранения момента и числа частиц, а также существенных изменений в одночастичных функциях и энергиях, которые возникают в ротационной системе. После того как такие вычисления будут проведены, можно надеяться окончательно решить вопрос о природе ЧА и количественно рассчитать спектры вращения в каждом конкретном случае. Однако качественное рассмотрение показывает, что природа ЧА связана в основном с явлением разрыва пары.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог, можно сказать, что аномальное поведение частоты вращения связано с существованием в ядре уровней с разными моментами инерции. Этот факт отражает различное поведение в поле вращения нуклонов, находящихся в разных состояниях. Если момент инерции верхнего уровня больше момента инерции нижнего, то происходит их пересечение. Следует понимать, что всегда имеется взаимодействие, которое приводит к расталкиванию уровней и формальной ликвидации пересечения. Однако волновые функции уровней, получившихся с учетом взаимодействия, плавно переходят от одной невозмущенной волновой функции к другой. В этом случае все равно происходит переход от одного физического состояния к другому («квазипересечение»), хотя он и становится более плавным. В области ядер со стабильной деформацией возбужденными состояниями являются двухквазичастичные уровни с большими j (и малыми проекциями на ось симметрии ядра), для которых кориолисово взаимодействие имеет существенное значение. Квазипересечение с таким уровнем при непрерывном переходе выглядит как выстраивание моментов этих частиц вдоль оси вращения. Выстраивание моментов частиц приводит к блокировке уровней и уменьшает парную корреляцию. В настоящее время еще не выяснено до конца, исчезает ли парная корреляция полностью в процессе квазипересечения, хотя общее теоретическое рассмотрение свидетельствует в пользу затягивания процесса исчезновения Δ . В переходных по деформации ядрах существуют «пересечения» состояний с разной деформацией. Аномальное поведение частоты вращения происходит при переходах с уровней, преимущественно состоящих из одного физического состояния, на уровни другого состояния. Качественная

природа ЧА является в настоящее время выясненной, однако требуется провести весьма трудоемкие расчеты для количественного описания этого явления в разных ядрах.

Чтобы полнее теоретически исследовать свойства высоковольтных состояний, необходимо более подробно знать: потенциальную энергию $C(\beta, \gamma, \Delta, \{n\}, I)$, вычисленную с реалистическим нуклон-нуклонным взаимодействием; инерционные параметры $B(\beta, \gamma, \Delta, \{n\}, I)$; ротационное взаимодействие между различными состояниями; уметь решать задачу о коллективном движении при заданных C и B с учетом сильного ангармонизма, изомерии формы и больших моментов, когда вращение уже нельзя рассматривать в адиабатическом приближении. Сложность указанных проблем подчеркивает важность экспериментального изучения свойств высоковольтных состояний.

Экспериментальные исследования высоковольтных состояний позволяют установить ход инерциальных параметров в зависимости от момента и нуклонного заполнения, деформации различных состояний, схемы связи свободных квазицестов с вращающимся ядром, взаимодействие между уровнями различной природы, структуру возмущенных состояний и т. п. Изучение этих вопросов будет чрезвычайно важно для развития теории структуры возмущенных состояний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohr A., Mottelson B. Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd., 1953, Bd 27, N 16.
2. Morinaga H., Gugelot P. Nucl. Phys., 1963, v. 46, p. 210.
3. Stephens F. S., Lark N., Diamond R. M. Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 255; Nucl. Phys., 1965, v. 63, p. 82.
4. Newton J. O. e.a. Nucl. Phys. A, 1967, v. 95, pp. 357, 377.
5. Ward D., Stephens F. S., Newton J. O. Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1247.
6. Johnson A., Ryde H., Sztarkier T. Phys. Lett. B, 1971, v. 34, p. 605.
7. Johnson A., Ryde H., Hjorth S. A. Nucl. Phys. A, 1972, v. 179, p. 753.
8. Thieberger P. e.a. Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 972.
9. Lieder R. e.a. Phys. Lett. B, 1972, v. 39, p. 196; Z. Phys., 1972, Bd 257, S. 147.
10. Beuscher H. e.a. Phys. Lett. B, 1972, v. 40, p. 582.
11. Beuscher H. e.a. Phys. Lett. B, 1972, v. 41, p. 295.
12. Warner R. e.a. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 835.
13. Ward D. e.a. Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 39.
14. Khoo T. L. e.a. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1146; Bull. Amer. Phys. Soc., 1973, v. 18, p. 630.
15. Andrews H. e.a. Nucl. Phys. A, 1974, v. 219, p. 141.
16. Proetel D. e.a. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 896.
17. Rud R. e.a. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1421.
18. Proetel D., Diamond R., Stephens F. S. Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 102.
19. Proetel D., Diamond R., Stephens F. S. Nucl. Phys. A, 1974, v. 231, p. 301.
20. Гринь Ю. Т., Ларкин А. И. «Ядерная физика», 1965, т. 2, с. 40.
21. Hamilton J., Sellin S. Phys. Today, 1973, v. 4, p. 42.
22. Sorensen R. A. Rev. Mod. Phys., 1973, v. 45, p. 353.

23. Johnson A., Szymanski Z. Phys. Repts, 1973, v. 7, p. 181.
24. Давыдов А. С. Возбужденные состояния атомных ядер. М., Атомиздат, 1967.
25. Гринь Ю. Т. ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 455.
26. Гринь Ю. Т., Павличенков И. М. ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 465.
27. Krumlinde J. Nucleonica XIX (1974), p. 251.
28. Broglia R. A. e.a. Phys. Lett. B, 1974, v. 50, p. 295.
29. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М., «Наука», 1971.
30. Inglis D. Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 1059; Phys. Rev., 1956, v. 103, p. 1786.
31. Беляев С. Т. Kgb. Dan. Vid. Selsk. Mat. Phys. Medd., 1959, Bd 31, N 11.
32. Мигдал А. Б. Nucl. Phys., 1959, v. 13, p. 655.
33. Гринь Ю. Т., Дроздов С. И., Зарецкий Д. Ф. ЖЭТФ, 1960, т. 38, с. 1927.
34. Hamamoto J., Udagawa T. Nucl. Phys. A, 1969, v. 126, p. 241.
35. Nilsson S. G., Prior O. Mat.-fys. Medd. Kgl. danske vid. selskab, 1960, Bd 32, N 16.
36. Stephens F., Simon R. Nucl. Phys. A, 1972, v. 183, p. 257.
37. Гринь Ю. Т. ЖЭТФ, 1961, т. 8, с. 445.
38. Mottelson B., Valatin T. Phys. Rev. Lett., 1960, v. 5, p. 511.
39. Гринь Ю. Т. Phys. Lett. B, 1974, v. 52, p. 135.
40. Гринь Ю. Т. Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, с. 507.
41. Krumlinde J., Szymanski Z. Nucl. Phys. A, 1974, v. 221, p. 93.
42. Krumlinde J., Szymanski Z. Ann. Phys. (N.Y.), 1973, v. 79, p. 201.
43. Stephens F., Diamond R., Nilsson S. Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 429.
44. Stephens e.a. Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 438.
45. Nakai K. e.a. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 32, p. 1380.
46. Grosse E., Stephens F., Diamond R. Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 74.
47. Grosse E., Stephens F., Diamond R. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 840.
48. Riedinger L. e.a. Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1346.
49. Thieberger P. T. Proc. Conf. on High Spin Nucl. States. Stockholm, 1972.
50. Smith B. C., Volkov A. Phys. Lett. B, 1973, v. 47, p. 193.
51. Фрауендорф С., Пашкевич В. В. ОИЯИ, Е2-8087, Дубна, 1974.
52. Faessler A. e.a. Phys. Lett. B, 1972, v. 39, p. 579.
53. Gallian M. e.a. Phys. Lett. B, 1973, v. 46, p. 11.
54. Nilsson S. e.a. Nucl. Phys. A, 1974, v. 222, p. 224.
55. Brack M. e.a. Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 320.
56. Faessler A., Lin L., Wittman F. Phys. Lett. B, 1973, v. 44, p. 127.
57. Faessler A. e.a. Phys. Lett. B, 1974, v. 48, p. 87.
58. Kumar K., Baranger M. Nucl. Phys. A, 1968, v. 110, pp. 490, 529.
59. Benerjee B., Mang H. J., Ring P. Nucl. Phys. A, 1974, 213, p. 366.
60. Benerjee B., Ring P., Mang H. J. Nucl. Phys. A, 1974, v. 221, p. 564.