СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 7690

Ф.-Р.Май, Л.Мюнхов, С.Фрауендорф

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР В РАМКАХ МЕТОДА ПРОЕЦИРОВАНИЯ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7690

Ф.-Р.Май,* Л.Мюнхов,* С.Фрауендорф

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР В РАМКАХ МЕТОДА ПРОЕЦИРОВАНИЯ

* Центральный институт ядерных исследований АН ГДР, Россендорф.

1. Введение

Известно, что метод проецирования на состояния с определенным угловым моментом [1] позволяет получить феноменологические выражения для спектров и вероятностей переходов вращательных полос в четно-четных деформированных ядрах [2-5]. В этих работах предложена двухпараметрическая формула для спектра, с помощью которой удается хорошо описать длинные регулярные ротационные полосы с $K^{\pi} = 0^{+}$ в деформированных ядрах, а также квазиротационные полосы в переходных ядрах. Входящие в формулу два параметра h_{1c} и $\Delta\beta_c^2$ определяются из положения уровней 2^+ и 4^+. При этом отношение $-2/h_{1c}\Delta\beta_c^4$ является моментом инерции и $\Delta\beta_c^2$ определяет неадиабатичность спектра.

В данной статье рассматривается обобщение этого подхода для случая нечетных ядер. При этом возникает третий параметр a_{PF}, представляющий собой обобщение известного коэффициента развязывания в полосах с $K = 1/2$ в нечетных ядрах. Оказывается, что таким образом можно лучше описать положения уровней для большого числа полос в нечетных ядрах, чем с помощью обычно используемого разложения Бора и Моттельсона /ВМ/ [6].

2. Обсуждение метода описания четно-четного остова

Неадиабатические эффекты во вращательных полосах нечетных ядер возникают вследствие зависимости от углового момента как состояний четно-четного остова, так и состояния нечетной частицы. В этой статье мы предлагаем модель, в которой в явном виде учитывается неадиабатическое поведение остова. Заметим, что наша модель успешно применяется также и в тех многочисленных случаях, когда имеется смешивание полос с разными проекциями углового момента K на ось симметрии. Этот вопрос будет обсуждаться в разделе 4.

Для описания остова мы применяем метод, предложенный в работах /2–5/ для четно-четных ядер. Представим кратко некоторые черты этого метода, особенно важные при обобщении для нечетных ядер, описанном в следующем разделе.

Состояния ротационной полосы с $K^{\pi}=0^{+}$ в четно-четных ядрах получаются проецированием деформированного состояния Φ_0, которое имеет проекцию углового момента на ось симметрии, равную нулю

$$|IM> = P^{I}_{M0}|\Phi_0>.$$

Спектр полосы определяется выражением

$$E_I = \frac{<IM|H|IM>}{<IM|IM>} = \frac{\int_0^{\pi} d\beta \sin\beta\, d^{I}_{00}(\beta)h(\beta)n(\beta)}{\int_0^{\pi} d\beta \sin\beta\, d^{I}_{00}(\beta)n(\beta)}. \qquad /1a/$$

Здесь использован явный вид оператора P^{I}_{M0}, который дается ниже /см. /3//. Интегралы перекрытия определяются выражением

$$n(\beta) = <\Phi_0|R_y(\beta)|\Phi_0>, \quad h(\beta) = <\Phi_0|HR_y(\beta)|\Phi_0>, \qquad /1б/$$

где $R_y(\beta)$ - ротационный оператор. Как показано в работе /3/, справедлива следующая аппроксимация:

$$n(\beta) = \exp\left(-\frac{\sin^2\beta}{\Delta\beta^2_c}\right), \quad h(\beta) = h_{0c} + h_{1c}\sin^2\beta, \qquad /2a/$$

где

$$1/\Delta\beta^2_c = \frac{1}{2}<\Phi_0|J^2_y|\Phi_0>, \quad h_{0c} = <\Phi_0|H|\Phi_0>,$$

$$h_{1c} = -\frac{1}{2}\left(<\Phi_0|HJ^2_y|\Phi_0> - <\Phi_0|H|\Phi_0><\Phi_0|J^2_y|\Phi_0>\right), \qquad /2б/$$

а J_y - проекция углового момента на ось y. Основная идея феноменологического подхода заключается в следующем. Мы аппроксимируем интегралы перекрытия $n(\beta)$ и $h(\beta)$ с помощью выражения /2а/, но интегралы с $d^{I}_{00}(\beta)$ в /1/ вычисляются точно. Параметры $h_{1c}=u$ и $\Delta\beta^2_c$ найдем из подгонки теоретических значений энергий полосы к экспериментальным.

Важно отметить, что здесь мы не используем разложение по степеням параметра адиабатичности $I\Delta\beta^2_c$, которое может расходиться при больших значениях спина I.

Параметр $\Delta\beta^2_c$ является мерой неадиабатичности ядра относительно возмущения, вызываемого вращением, а произведение $I\Delta\beta^2_c$ определяет отклонение вращательной энергии от ее адиабатического значения.

Может показаться удивительным, что генерирование волновых функций ротационной полосы проецированием одного и того же деформированного состояния дает описание неадиабатического поведения энергетических уровней этой полосы. В работе /7/ предлагается объяснение этого обстоятельства, которое вкратце сводится к следующему. Деформированное состояние Φ_0 описывает не только движение по внутренним, невращательным степеням свободы, но также и колебания по углам Эйлера α, β, γ распределения нуклонов в деформированном и фиксированном в пространстве потенциале. В адиабатическом пределе эти два вида движения не связаны между собой. Гамильтониан является суммой внутреннего неротационного гамильтониана и гамильтониана $H(\alpha,\beta;\gamma)$, описывающего колебания по углам Эйлера. Деформированное состояние Φ_0 представляет собой произведение волновой функции, описывающей движение в неротационных степенях свободы, и функции, описывающей основное состояние гамильтониана $H(\alpha,\beta,\gamma)$. В этом случае проектирование на компоненту с данным угловым моментом генерирует состояния полосы с одним и тем же внутренним движением.

Когда адиабатическое приближение нарушается, благодаря связи внутреннего движения с вращением, деформированное состояние Φ_0 приобретает примеси возбужденных состояний гамильтониана $H(\alpha,\beta,\gamma)$ и примеси других состояний внутреннего движения. Тогда Φ_0 описывает связь внутренних степеней свободы не с действительным вращением, а с такого рода вращательными колебаниями в фиксированном деформированном потенциале, которое является волновым пакетом состояний с различными угловыми моментами. Информация о таком "статическом неадиабатическом" поведении заключается в интегралах перекрытия $n(\beta)$ и $h(\beta)$, которые, согласно работе [3], хорошо аппроксимируются параметризацией /2а/.

Теперь допустим, что нам известны точные состояния Ψ_I исследуемой вращательной полосы. Пусть состояние $\Phi_{мод}$ построено так, что оно представляет собой локализованный по углам волновой пакет из этих состояний полосы $\Phi_{мод} = \sum_I c_I \Psi_I$.
Естественно, что точные состояния полосы получаются проецированием из $\Phi_{мод}$ компоненты с данным угловым моментом. При этом возникают интегралы перекрытия $n_{мод}(\beta)$ и $h_{мод}(\beta)$, определяемые выражением /1б/ с $\Phi_{мод}$ вместо Φ_0. Спиновая зависимость внутренней части движения, обусловленная неадиабатичностью, влияет через состояния Ψ_I на интегралы перекрытия $n_{мод}(\beta)$ и $h_{мод}(\beta)$. Полная информация о неадиабатичности спектра полосы заключена в интегралах перекрытия.

Основное предположение в нашем подходе состоит в том, что можно построить $\Phi_{мод}$ таким образом, чтобы параметризация /2а/ была для $n_{мод}(\beta)$ и $h_{мод}(\beta)$ таким же хорошим приближением, как и для $n(\beta)$ и $h(\beta)$, построенным на основе Φ_0. Это кажется разумным, поскольку матричные элементы, генерирующие "неадиабатические" эффекты в деформированном состоянии Φ_0, т.е. связь с "духовыми состояниями", оказываются подобными реальным матричным элементам, описывающим связь между вращением и внутренним движением [7].

Так как структура деформированного состояния Φ_0 используется нами только для предположения о виде $n_{мод}(\beta)$ и $h_{мод}(\beta)$, нельзя ожидать, что прямые вычисления по формуле /2б/ параметров h_{1c}, и в особенности $\Delta\beta_c^2$, на основе некоторого реального деформированного состояния Φ_0 дадут соответствующие параметры, полученные в результате подгонки теоретических значений энергии вращательной полосы к экспериментальным.

Приближение /2а/ предполагает плавную зависимость неадиабатических эффектов от спина. В этом смысле наш подход по своему физическому содержанию эквивалентен модели переменного момента инерции [8].

Приближение /2а/ оказывается неприменимым, если при некотором критическом значении спина происходит резкое изменение момента инерции /например, в недавно открытых нерегулярных вращательных полосах [9] /.

В дальнейшем, будем различать $n_{мод}(\beta)$ и $h_{мод}(\beta)$ - с одной стороны, и $n(\beta)$ и $h(\beta)$ - с другой.

3. Формулировка модели для нечетных ядер

Опишем состояния ротационной полосы собственными функциями углового момента

$$|IMK\rangle = P^I_{MK}\,|\Phi_{K\sigma}\rangle = N^{-1/2}_{IK} \int d\omega\, D^{I\,*}_{MK}(\omega) R(\omega) |\Phi_{K\sigma}\rangle, \quad /3/$$

где N_{IK} - нормировочная константа, $\omega = \{\alpha,\beta,\gamma\}$ - углы Эйлера, $D^I_{MK}(\omega)$ - матрица вращения, $R(\omega) = \exp(-i\alpha J_z) \times \exp(-i\beta J_y) \exp(-i\gamma J_z)$ - оператор вращения и J_x, J_y, J_z - составляющие оператора полного углового момента. Квантовое число K обозначает проекцию углового момента на ось симметрии ядра, остальные квантовые числа обозначены через σ. Для нечетных ядер мы предполагаем, что деформированное состояние $\Phi_{K\sigma}$ является одноквазичастичным

$$|\Phi_{K\sigma}\rangle = a^+_{K\sigma} |\Phi_0\rangle. \quad /4/$$

Оператор $a^+_{K\sigma}$ рождает частицу на одночастичном уровне K,σ, а волновая функция Φ_0 описывает четно-четный остов. В нашем приближении она является волновой функцией типа БКШ с блокировкой уровня $K\sigma$. Спектр рассчитывается по формуле

$$E_{IK}=<IMK|H|IMK>=\frac{\int_0^\pi d\beta\sin\beta\, d^I_{KK}(\beta)<\Phi_{K\sigma}|HR_y(\beta)|\Phi_{K\sigma}>}{\int_0^\pi d\beta\sin\beta\, d^I_{KK}(\beta)<\Phi_{K\sigma}|R_y(\beta)|\Phi_{K\sigma}>}, \quad /5/$$

где

$$d^I_{KK}(\beta)=D^I_{KK}(\alpha=0,\beta,\gamma=0).$$

В работе [11] выводятся приближенные выражения для интегралов перекрытия

$$<\Phi_{K\sigma}|HR_y(\beta)|\Phi_{K\sigma}>=(h_0(K,\sigma)+h_1(K,\sigma)\sin^2\beta)\,n_{K\sigma}(\beta), \quad /6/$$

$$<\Phi_{K\sigma}|R_y(\beta)|\Phi_{K\sigma}>=n_{K\sigma}(\beta)=d^\sigma_{KK}(\beta)<\Phi_0|R_y(\beta)|\Phi_0>, \quad /7/$$

$$d^\sigma_{KK}(\beta)=<\phi_{K\sigma}|\exp(-i\beta j_y)|\phi_{K\sigma}>, \quad /8/$$

где $\phi_{K\sigma}$ - деформированное одночастичное состояние, а проекция углового момента j_y действует только на $\phi_{K\sigma}$. Фактор $<\Phi_0|R_y(\beta)|\Phi_0>$ в формуле /7/ представляет собой интеграл перекрытия для четно-четного остова, и для него используется приближение /2а/, которое обсуждалось во втором разделе. Выражение /6/ получалось в том же самом приближении. В работе [11] показано, что степенное разложение по $\sin^2\beta$ приводит к следующему выражению для интеграла перекрытия:

$$n_{K\sigma}(\beta)=(\cos\frac{\beta}{2})^{2K}(1+b_0\sin^2\frac{\beta}{2})\exp(-\frac{\sin^2\beta}{\Delta\beta^2}),$$

$$b_0=-(1-\frac{2^{2K}}{(2K!)}a_{PF}),\quad a_{PF}=i<\phi_{K\sigma}|j_y^{2K}|\phi_{-K\sigma}>. \quad /9/$$

В отличие от интеграла перекрытия четно-четного ядра /2/, функция $n_{K\sigma}(\beta)$ не симметрична относительно угла $\pi/2$. Поведение функции $n_{K\sigma}(\beta)$ в окрестности $\beta=\pi$ определяется коэффициентом b_0 /или a_{PF} /. Для случая полос с $K=1/2$ a_{PF} равна половине обычного коэффициента развязывания

$$a_{PF}(K=1/2)=\frac{1}{2}<\phi_{1/2\sigma}|j_+|\phi_{-1/2\sigma}>.$$

С помощью соотношений /6-9/ получается проекционная формула (PF) для уровней энергий ротационной полосы нечетного ядра

$$E_{IK}=h_0+h_1\frac{N_2(I,K,\Delta\beta^2,a_{PF})}{N_0(I,K,\Delta\beta^2,a_{PF})}, \quad /10/$$

$$N_\nu(I,K,\Delta\beta^2,a_{PF})=\int_0^\pi d\beta(\sin\beta)^{\nu+1}(\cos\frac{\beta}{2})^{2K}d^I_{KK}(\beta)\times$$

$$\times(1+b_0\sin^2\frac{\beta}{2})\exp(-\frac{\sin^2\beta}{\Delta\beta^2}),$$

содержащая 4 параметра: h_0, h_1, $\Delta\beta^2$ и a_{PF}, которые имеют следующий смысл: h_0 определяет энергию основного состояния полосы, $-2/h_1\Delta\beta^4$ - момент инерции, $\Delta\beta^2$ - мера неадиабатичности и a_{PF} - обобщенный параметр развязывания. Чтобы установить связь с ротационной формулой ВМ, рассмотрим адиабатический случай, когда $[I(I+1)-K^2]/\Delta\beta^4 \ll 1$ и справедливо разложение по степеням этого параметра. Из соотношения /10/ следует [10]

$$E_{IK} = E_0 + A[I(I+1) - K^2] + B[I(I+1) - K^2]^2 + C[I(I+1) - K^2]^3 + \ldots$$

$$+ (-1)^{I+K} \frac{(I+K)!}{(I-K)!} \{A_{2K} + B_{2K}[I(I+1) - K^2] + \ldots\}, \qquad /11/$$

где

$$A = \frac{1}{4} h_1 \Delta\beta^4, \quad A_{2K} = - \frac{a_{PF} h_1 (\Delta\beta^2)^{2K+1}}{(2K-1)! 2^{2K}},$$

$$B = \frac{h_1 (1 + 2K - 2b_0) \Delta\beta^8}{64}.$$

4. Обсуждение результатов

Для расчета спектра по формуле /10/ интегралы $N_\nu(I, K, \Delta\beta^2, a_{PF})$ вычислялись методом Симпсона. Специфика ротационного спектра определяется интегралом перекрытия $n_{K\sigma}(\beta)$. Типичная зависимость $n_{K\sigma}(\beta)$ от β для $K=1/2$ представлена на *рис. 1.* Максимум /если $a_{PF} > 0$ / функции $n_{K\sigma}(\beta)$ при $\beta \simeq \pi - \frac{1}{\sqrt{2}} \Delta\beta$ приводит к попеременному сдвигу энергии E_{IK} вверх или вниз относительно $I(I+1)$ - спектра в соответствии с поведением функции $d^1_{KK}(\beta)$. В методе проецирования, в отличие от обыкновенного развязывания, этот эффект появляется и при $K > 1/2$. Он заметен в тех случаях, когда одночастичная функция $\phi_{K\sigma}$ содержит значительную компоненту сферического состояния с большим угловым моментом. Полоса $5/2^-[532]$ в ^{155}Tb /*рис. 2*/ является хорошим примером.

В тех случаях, когда деформированное состояние заведомо не имеет такой простой структуры, как в выражении /4/ /сильное смешивание полос, переходные ядра/, интегралы перекрытия в разумном приближении все еще имеют такой же вид, как и кривая, представленная на *рис. 1.* Следовательно, мы также можем исполь-

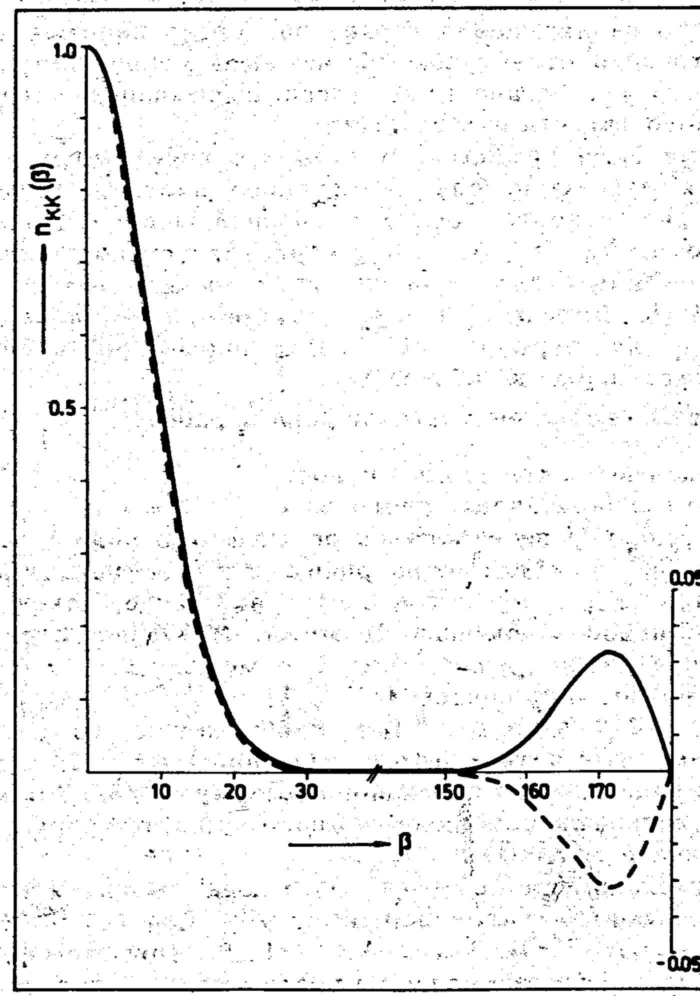

Рис. 1. Интегралы перекрытия $n_{K\sigma}(\beta)$, *рассчитанные по формуле /9/; параметры* $\Delta\beta^2$ *и* a_{PF} *определены подгонкой по четырем уровням. Сплошная кривая - полоса* $1/2$ [521] *в* Hf^{175}. *Пунктирная кривая - полоса* $1/2^+$[411] *в* ^{167}Tm.

зовать нашу параметризацию /10/. Но в этом случае параметр развязывания теряет непосредственную связь с внутренней структурой, выражаемой уравнением /9/. Параметр a_{PF} становится мерой смешивания полос и истинного эффекта развязывания.

Нами были проанализированы все нечетные ядра из области редких земель и несколько переходных ядер, в которых известно более 5 уровней полос с $K \le 11/2$. Параметры h_0, A, $\Delta\beta^2$, A_{2K} определялись подгонкой к наиболее известным уровням /как правило, $I=K, K+1, K+2, K+3$ /. Вместо h_1 и a_{PF} мы применяем параметр A и A_{2K} из формулы /11/. Полученные ротационные параметры даны в таблице 1.

Полная сводка результатов дана в работе[11].

Выделяются три группы полос:

А/ почти адиабатические полосы

К этой группе относится большинство полос; параметр $1/\Delta\beta^2 > 13$, момент инерции $1/2A$ и коэффициент развязывания a_{PF} получаются почти такими же, как и при анализе полос с помощью формулы ВМ. Однако спектры воспроизводятся лучше, чем с помощью ВМ. К этой группе относятся полосы $1/2^-[521]$ в ^{175}Hf, $3/2^+[411]$ в ^{159}Tb и $7/2^-[523]$ в ^{167}Tm, изображенные на *рис. 2*. Отметим, что четно-четные ядра при $1/\Delta\beta_c^2 > 13$ также хорошо описываются проекционной формулой /3/. Для этих полос оправдывается предположение о простой структуре внутреннего состояния.

Несколько полос с $1/\Delta\beta^2 < 13$ также относятся к этой группе, если $K > 7/2$; например, $9/2^-[514]$ в ^{181}Re и ^{183}Re / $1/\Delta\beta^2 = 10{,}4$ и $1/\Delta\beta^2 = 11{,}8$/. При этом функция $d^{\sigma}_{KK}(\beta)$ быстро падает с ростом угла β и существенен только вклад $n_{K\sigma}(\beta)$ около $\beta = 0$, как и при $1/\Delta\beta^2 > 13$.

Б/ сильно возмущенные полосы

Четко выделяются полосы со значением $1/\Delta\beta^2$ в пределах $8 < 1/\Delta\beta^2 < 13$ и $K \le 7/2$, которые относятся к сильно возмущенным полосам. Сильное смешивание возникает, как известно[12], для одночастичных состояний, происходящих из сферических подоболочек $h_{11/2}$, $i_{13/2}$ /напри-

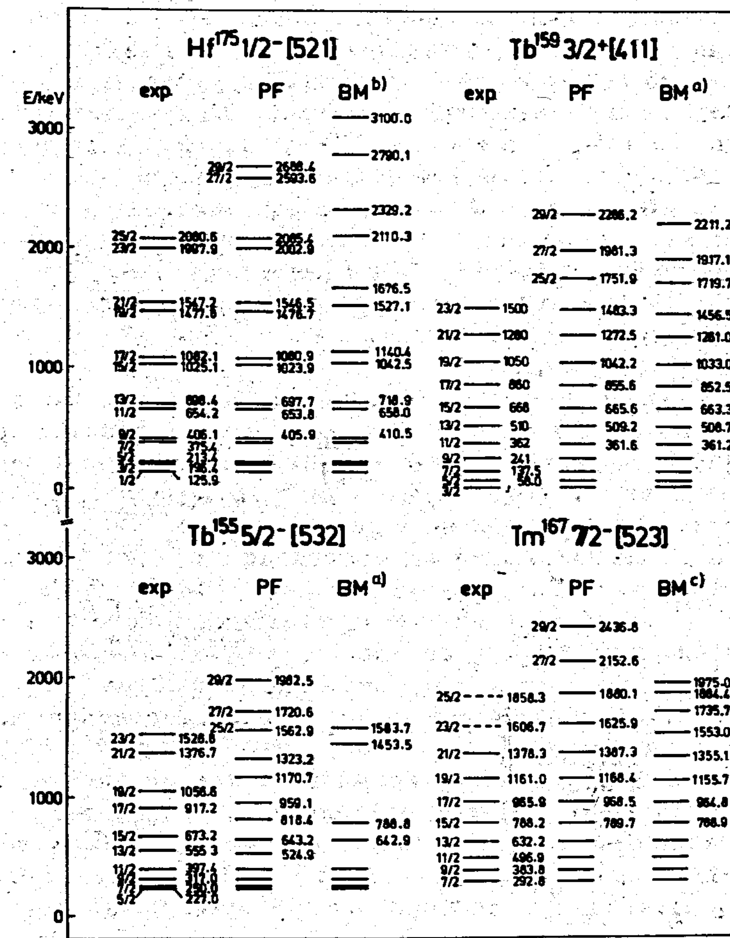

Рис. 2. Экспериментальные и рассчитанные /методами PF и BM/ ротационные полосы $1/2^-[521]$ ^{175}Hf, $3/2^+[411]$ ^{159}Tb, $5/2^-[532]$ ^{155}Tb, $7/2^-[523]$ ^{167}Tm.

(BM $^{a)}$: $B_{2K} = C = 0$, BM $^{b)}$: $B = C = 0$,

BM $^{c)}$: $A_{2K} = B_{2K} = 0$).

мер, $5/2^-[532]$ в $^{155,157}Tb$ и $7/2^+[633]$ в $^{171-175}Hf$/. Естественно, что для этих полос наш метод, не учитывающий в явном виде смешивание состояний с различными значениями K, дает худший результат. Однако и в этих случаях общая картина /дублетная структура при $K \neq 1/2$/ передается проекционной формулой. Примером служит полоса $5/2^-[532]$ в ядре ^{155}Tb /*рис. 2*/. Здесь действует уже обсужденный эффект развязывания.

К этой группе относятся также некоторые полосы, в которых связь полос с $|K-K'|>1$ важна из-за близкого расположения уровней E_{IK} и $E_{IK'}$, хотя $1/\Delta\beta^2 > 13$ /13/. В этом случае отдельные состояния вблизи E_{IK} плохо описываются в нашей модели.

В/ переходные ядра

Как уже отмечалось, четно-четные переходные ядра с квазиротационным спектром хорошо описываются проекционной формулой /3/, так же как и ряд нечетных переходных ядер. В этом случае $1/\Delta\beta^2 < 8$. На *рис. 3* представлена квазиротационная полоса в ядре ^{43}Sc /14/, построенная на возбужденном состоянии с $K^\pi = 3/2^+$. Подобные результаты получаются для ядер ^{45}Sc /14/, ^{43}Ca /15/ и ^{45}Ti /24/. При подгонке квазиротационной полосы в ^{43}Sc по положению уровней со спином $I = 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$ получается необычно маленькое значение параметра $1/\Delta\beta^2$, равное 1,6. При включении в подгоночную процедуру всех уровней вплоть до $I=13/2$ получается $1/\Delta\beta^2 = 2{,}5$ и $A = 131$ *кэВ*. При этом максимальное отклонение от экспериментальных энергий составляет $|\Delta E|_{max} = 35$ *кэВ*. Интересно отметить, что таким образом были вычислены энергии уровней со спином $I = 13/2, 15/2$, более позднее экспериментальное определение которых показало, что отклонение вычисленных значений от экспериментальных составляет 150 *кэВ*. Отметим, что феноменологическая формула ВМ для интерпретации этих спектров не пригодна: предсказываемые ею уровни $13/2^+$ и $15/2^+$ находятся ниже уровня $11/2^+$. На *рис. 4* представлены квазиротационная полоса в ядре ^{117}In, построенная на возбужденном состоянии с $K^\pi = 1/2^+$ /16/. Возможно, что и для ядра ^{117}In удастся обнаружить дальнейшие квазиротационные состояния.

Приведенные примеры показывают, что предложенная для ротационных спектров нечетных ядер феноменологическая формула может служить довольно надежной экстраполяционной формулой. Отметим в этой связи устойчивость процедуры при подгонке, когда увеличение числа подгоняемых уровней приводит к незначительному изменению параметров. Этой формулой можно пользоваться при микроскопическом описании /учет смешивания конфигураций, расчет параметров/.

Считаем нашим приятным долгом поблагодарить за ценные дискуссии и замечания Г.Винтера, Г.Зодана, К.Кауна, П.Кемнитца, В.В.Пашкевича, Н.И.Пятова и Л.Функе.

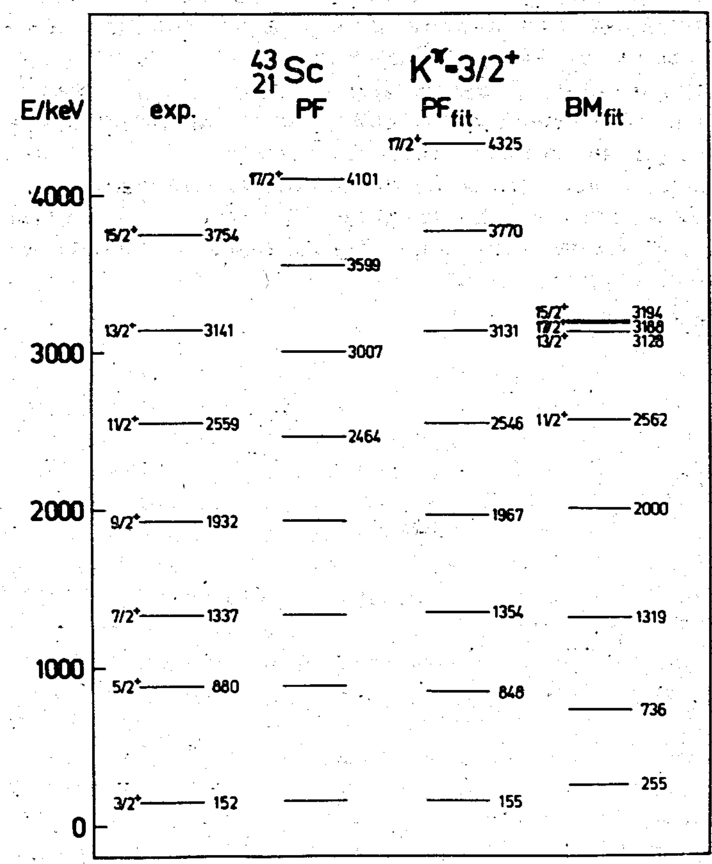

Рис. 3. Экспериментальная и рассчитанная квазиротационная полосы $K^\pi = 3/2^+$ ядра ^{117}In. PF_{fit} и BM_{fit} представляют результат подгонки по 6 нижним уровням.

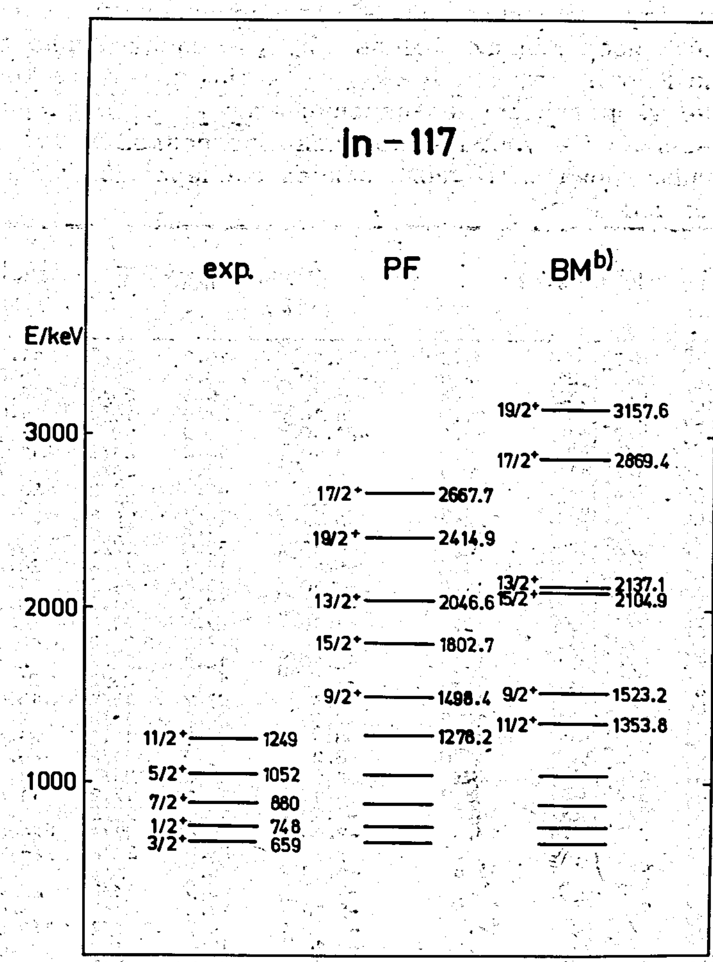

Рис. 4. Экспериментальная и рассчитанная схемы уровней для квазиротационной полосы $K^\pi = 1/2^+$ в ^{117}In с использованием методов PF и BM b). Значения параметров PF: A = 22,9 кэВ, A_{2K} = -41,83 кэВ, $1/\Delta\beta^2 = 9,6$; BM: A = 22,5 кэВ, A_{2K} = -56,43 кэВ, B_{2K} = 0,51 кэВ.

Таблица 1

Параметры проекционной модели ротационных полос нечётных ядер редких земель (I_{max} – максимально измеренный спин полосы, $|\Delta E|_{max}$ – максимальное отклонение теоретического значения энергии от экспериментального). Результаты получены подгонкой к четырем нижним уровням. Полный список экспериментальных работ дан в /11/.

Ядра	$K^{\pi}[Nn_z\Lambda]$	A (кэв)	A_{2K} (кэв)	$1/\Delta\beta^2$	I_{max}	$\lvert\Delta E\rvert_{max}$ (кэв)
Tb^{155}	$3/2^+$ [411]	11.8	9.10^{-3}	19.9	23/2	11.9
Gd^{155}	$3/2^-$ [521]	12.8	-14.10^{-3}	27.4	15/2	28.0
Tb^{157}	$5/2^-$ [532]	14.5	-33.10^{-5}	8.8	23/2	206.0
Tb^{157}	$3/2^+$ [411]	10.9	8.10^{-3}	21.9	19/2	4.0
Tb^{157}	$5/2^-$ [532]	17.0	-21.10^{-5}	10.9	19/2	47.0
Ho^{157}	$7/2^-$ [523]	14.5	-1.10^{-8}	16.2	25/2	214.6
Tb^{159}	$3/2^+$ [411]	10.5	6.10^{-3}	22.5	23/2	16.7
Ho^{159}	$7/2^-$ [523]	22.4	-2.10^{-10}	43.7	27/2	358.8
Ho^{161}	$1/2^+$ [411]	11.6	-7.7	23.4	27.2	19.8
Ho^{161}	$3/2^+$ [411]	10.5	58.10^{-3}	14.2	15/2	59.0
Er^{161}	$3/2^-$ [521]	12.8	-7.10^{-3}	55.0	17/2	29.7
Ho^{161}	$7/2^+$ [404]	14.2	-5.10^{-9}	14.1	25/2	28.2
Ho^{161}	$7/2^-$ [523]	14.2	-3.10^{-9}	18.8	29/2	11.3
Ho^{163}	$7/2^-$ [523]	14.2	-5.10^{-9}	17.6	21.2	3.0
Ho^{165}	$7/2^-$ [523]	11.3	-1.10^{-10}	27.9	21/2	3.9
Tm^{167}	$1/2^+$ [411]	11.6	-8.4	23.4	23/2	49.2
Tm^{167}	$7/2^+$ [404]	15.4	-2.10^{-8}	12.4	23/2	2.5
Tm^{167}	$7/2^-$ [523]	14.5	-1.10^{-8}	16.2	25/2	21.8
Tm^{169}	$1/2^+$ [411]	11.6	-9.3	23.7	15/2	18.0
Yb^{169}	$1/2^-$ [521]	10.6	7.9	24.7	11/2	2.9
Lu^{171}	$1/2^+$ [411]	12.6	-8.4	28.5	19/2	25.4
Hf^{171}	$1/2^-$ [521]	11.0	8.2	19.9	21/2	69.9
Lu^{171}	$1/2^-$ [541]	7.1	34.9	40.2	25/2	351.7
Lu^{171}	$5/2^+$ [402]	8.7	6.10^{-5}	15.1	17/2	11.6
Lu^{171}	$7/2^+$ [404]	14.0	-4.10^{-10}	19.5	23/2	2.3
Hf^{171}	$7/2^+$ [633]	11.9	-2.10^{-7}	8.8	27/2	426.6
Hf^{173}	$1/2^-$ [521]	11.5	9.1	23.0	25/2	26.9
Lu^{171}	$5/2^+$ [402]	13.8	-4.10^{-6}	18.5	19/2	7.2
Hf^{173}	$5/2^-$ [512]	13.9	-5.10^{-6}	20.5	23/2	22.6
Lu^{173}	$7/2^+$ [404]	15.1	-5.10^{-9}	16.3	21/2	6.8
Hf^{173}	$7/2^+$ [633]	12.3	-1.10^{-7}	9.7	27/2	310.8
Lu^{173}	$9/2^-$ [514]	15.4	-2.10^{-12}	17.1	21/2	3.0
Hf^{175}	$1/2^-$ [521]	12.1	8.7	22.7	25/2	5.0
Hf^{175}	$5/2^-$ [512]	12.9	-4.10^{-6}	22.9	25/2	22.2
Hf^{175}	$7/2^+$ [633]	13.6	-1.10^{-7}	10.9	27/2	181.5
Ta^{177}	$5/2^+$ [402]	14.7	-5.10^{-6}	16.8	15/2	0.4
Ta^{177}	$7/2^+$ [404]	17.5	-3.10^{-8}	12.2	19/2	3.4
Ta^{177}	$9/2^-$ [514]	17.1	-7.10^{-12}	13.9	23/2	2.7
Ta^{179}	$5/2^+$ [402]	16.6	-2.10^{-5}	13.9	17/2	6.2
Ta^{179}	$7/2^+$ [404]	16.1	-3.10^{-9}	16.7	19/2	3.3
Ta^{179}	$9/2^-$ [514]	17.1	-5.10^{-12}	14.3	21/2	0.4
Re^{181}	$5/2^+$ [402]	14.9	9.10^{-6}	16.7	19/2	20.6
Re^{181}	$9/2^-$ [514]	20.1	-6.10^{-11}	10.4	19/2	1.8
Re^{183}	$5/2^+$ [402]	15.1	2.10^{-6}	21.6	21/2	1.9
Re^{183}	$9/2^-$ [514]	20.5	-3.10^{-11}	11.8	21/2	12.2
Os^{185}	$1/2^-$ [510]	11.5	-1.1	24.9	21/2	260.7

Литература

1. G.Ripka. in Advances in Nucl.Physics Vol. 1, eds. M.Baranger and E.Vogt(Plenum Press, Inc., New York, 1968).
2. N.Onishi, R.K.Sheline and S.Yoshida. Phys.Rev., C2, 1304 (1970).
3. S.Frauendorf, D.Janssen and L.Munchow. Jadernaya Fizika, 12, 939 (1970).
4. P.Haapakoski, T.Honkaranta and P.O.Lipas. Phys.Lett., 31B, 493 (1970).
5. S.Frauendorf, D.Janssen and L.Munchow. Phys.Lett., 34B, 469 (1971).
6. O.Nathan and S.G.Nilsson. in Alpha-, beta- and gamma ray spectroscopy, ed. K.Siegbahn. (North-Holland, Amsterdam, 1965).
7. S.Frauendorf, Thesis, Technische Universität Dresden, 1971.
8. M.A.J.Mariscotti, G.Scharf-Goldhaber, B.Buck. Phys.Rev., 178, 1864 (1969).

1864 (1969).

9. A.Johnson, Z.Szymanski. Phys.Report, 7C, 183 (1973).
10. B.J.Verhaar. Nucl.Phys., 45, 129 (1963); 54, 641 (1964).

10. B.J.Verhaar. Nucl.Phys., 45, 129 (1963); 54, 641 (1964).

11. F.-R.May, S.Frauendorf and L.Munchow. ZFK-233 (1972).
12. S.A.Hjorth, H.Ryde, K.A.Hagemann, G.Løvhøiden and J.C.Waddington. Nucl.Phys., A 144, 513 (1972).
13. P.Kemnitz, L.Funke, K.-H.Kaun, H.Sodan and G.Winter. Phys. Lett., 39B, 179 (1972).
14. J.Kownacki, L.Harms-Ringdahl, J.Sztarkier and Z.P.Sawa. Annual Report 1971, Research Institute for Physics, Stockholm, S. 101.
15. N.G.Alenius, S.E.Arnell, O.Skeppstedt, E.Wallander and Z.P.Sawa. Annual Report 1971, Research Institute for Physics, Stockholm, S. 93.
16. V.R.Pandharipande, K.G.Prasad, R.P.Sharma and B.V.Thosar. Nucl.Phys., A 109, 81 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел 24 января 1974 года.