

Б-176

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 8381

БАЗНАТ
Мирча Иванович

ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ
ВРАЩАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В НЕЧЕТНЫХ
АТОМНЫХ ЯДРАХ

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук Н. И. ПЯТОВ

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук И. Н. МИХАЙЛОВ,
кандидат физико-математических наук И. Н. ПАВЛИЧЕНКОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Институт теоретической физики, Киев.

Автореферат разослан " " 1974 г.

Защита диссертации состоится " " 1974 г.
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической
физики Объединенного института ядерных исследований,
г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р. А. Асанов

4 - 8381

БАЗНАТ
Мирча Иванович

ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ
ВРАЩАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В НЕЧЕТНЫХ
АТОМНЫХ ЯДРАХ

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Реакции с дейтронами, α -частицами и тяжелыми ионами открыли новый этап в изучении свойств вращательных состояний ядер при больших энергиях возбуждения и высоких значениях углового момента. В экспериментальных работах^{/1/} наблюдаются вращательные полосы до значений углового момента $I \sim 20$ в четно-четных ядрах и $I \sim 45/2 \div 49/2$ в нечетных ядрах. Успехи экспериментального изучения ядер и увеличение количества экспериментальной информации стимулировали теоретические исследования по изучению свойств "длинных" вращательных полос в деформированных ядрах.

Настоящая диссертация посвящена изучению свойств вращательных состояний в нечетных деформированных ядрах. Накопление большого количества экспериментальных данных для каждой исследуемой вращательной полосы приводит к необходимости комплексного теоретического описания ротационных полос, т.е. к необходимости построения теоретической модели, в которой на единой основе рассматривались бы все свойства вращательных состояний. Именно такая задача и решается в диссертации. В рамках неадиабатической вращательной модели рассматриваются следующие характеристики ротационных полос: энергетические спектры, вероятности M1 и E2-переходов внутри полос, магнитные дипольные и спектроскопические квадрупольные моменты, вероятности E1- и E2-переходов между вращательными полосами.

Диссертация состоит из четырех глав и заключения.

Первая глава носит обзорный характер. В ней излагается современное состояние теории вращательного движения в атомных ядрах. Перечислены основные феноменологические, полумикроскопические и микроскопические модели теоретического описания вращения и обсуждаются их основные достоинства, недостатки и области применения.

Во второй главе формулируется неадиабатическая вращательная модель, применяющаяся для описания ротационных спектров в нечетных деформированных ядрах.

В первом параграфе этой главы дано описание неадиабатической модели ¹²⁻⁴ / ¹⁵ /, которая является обобщением модели Бора-Моттельсона на случай сильного взаимодействия Кориолиса, когда неадиабатические эффекты можно учесть только путем прямой диагонализации этого взаимодействия. Другими словами, ядро рассматривается как состоящее из четно-четного остова, характеризующегося коллективными параметрами J, J_k^0, Q_0 и из одной или нескольких внешних частиц, которые взаимодействуют с остовом посредством сил Кориолиса. Величину энергетической щели Δ , которая в модели используется как параметр, можно отнести к параметрам описывающих спектр возбуждений внешних нуклонов, поскольку от величины Δ в первую очередь сильно зависит плотность квазичастичных возбуждений. Исходя из этих предположений, гамильтониан задачи разбивает на две части: оператор кинетической энергии вращения \hat{T}_{rot} , который имеет тот же вид, что и в модели Бора-Моттельсона, и гамильтониан \mathcal{H}_{int} , описывающий внутреннее движение нуклонов.

$$H = \hat{T}_{rot} + \mathcal{H}_{int} \quad (1)$$

Волновую функцию вращательного состояния со спином I и проекцией M на лабораторную ось Z ищут в схеме промежуточной связи

$$|IM\rangle = \sum_{K\rho} C_{K\rho}^I |IMK\rho\rangle \quad (2)$$

$$|IMK\rho\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ \mathcal{D}_{MK}^I \Phi_{K\rho} + (-1)^{I+K} \mathcal{D}_{M-K}^I \Phi_{K\rho} \right\}, \quad (3)$$

где $\Phi_{K\rho}$ - собственные функции гамильтониана \mathcal{H}_{int}

$$\mathcal{H}_{int} \Phi_{K\rho} = \varepsilon_{K\rho} \Phi_{K\rho}. \quad (4)$$

Собственные функции (коэффициенты разложения $C_{K\rho}^I$) и собственные значения гамильтониана H могут быть найдены путем прямой диагонализации последнего в пространстве состояний (2). Получаем энергетический спектр:

$$\mathcal{E}(I) = \sum_{K\rho} (C_{K\rho}^I)^2 \varepsilon_{K\rho} + 1/2g \, q(I) \quad (5)$$

$$q(I) = I(I+1) - \sum_{K\rho} (C_{K\rho}^I)^2 K^2 + (-1)^{I+1/2} (I+1/2) \alpha(I), \quad (6)$$

где $\alpha(I)$ - обобщенный параметр развязывания.

Для решения задачи на собственные функции и собственные значения полного гамильтониана необходимо сначала определить спектр внутренних возбуждений и волновые функции $\Phi_{K\rho}$.

Внутреннее движение, которое рассматривается в рамках современных полумикроскопических моделей, играет сущест-

венную роль в неадиабатическом описании вращения, оно изложено во втором параграфе второй главы. В качестве среднего поля используется потенциал Саксона-Вудса, параметры которого выбираются из описания свойств низколежащих состояний в деформированных ядрах^{/7/}. Одним из главных вопросов описания внутреннего движения является выбор остаточных взаимодействий. Будем рассматривать этот вопрос с точки зрения влияния тех или иных взаимодействий (остаточных) на результаты учета взаимодействия Кориолиса, которые зависят как от плотности и квантовых характеристик низколежащих внутренних возбуждений, так и от значений одночастичных матричных элементов операторов f_{\pm} . Очевидно, надо учесть парные корреляции, существенным образом определяющие плотность квазичастичных возбуждений^{/8/}. Существенную роль играет учет остаточных центробежных и спин-спиновых взаимодействий, которые генерируют I^+ -ветвь возбуждений в четно-четном остова. Учет взаимодействия нечетной частицы с I^+ -возбуждениями остова приводит к перенормировке матричных элементов операторов f_{\pm} и σ_{\pm} . Перенормировка $f_{\nu\nu'}$ оказывает заметное влияние на результаты диагонализации полного гамильтониана (соответствующий поляризационный фактор R_j достигает в некоторых ядрах значения $0,6 \div 0,7$ ^{/9/}), т.е. на результаты расчетов энергетических спектров вращательных полос, а перенормировка $\sigma_{\nu\nu'}$ сильно влияет на вычисление магнитных характеристик вращательных состояний (магнитные моменты и вероятности MI-переходов). Таким образом, используемый внутренний гамильтониан имеет вид

$$\mathcal{H}_{intr} = H_{sp} + H_{pair} + H_{\sigma} + H_j. \quad (7)$$

Найденные с помощью этого гамильтониана внутренние собственные функции и собственные значения используются для вычисления поляризационных факторов и энергий вращательных состояний.

В третьем параграфе этой главы рассмотрено применение неадиабатической модели для описания вращательных спектров. Были проведены численные расчеты энергетических спектров в нечетных изотопах Gd , Er , Dy , Yb , Hf , Ho , Lu ^{/9-II/}, где наблюдаются сильно искаженные взаимодействием Кориолиса вращательные полосы.

В нечетно-нейтронных ядрах с $A \sim 160$ наблюдаются вращательные полосы, в которых кориолисово смешивание состояний настолько велико, что нарушается последовательность спинов в полосе и трудно выделить лидирующую компоненту ($\geq 50\%$ в нормировке) в волновых функциях состояний. Тем не менее, неадиабатическая модель, в которой для описания спектров используются два свободных параметра $1/2\gamma$ и Δ , удовлетворительно описывает энергетические спектры в этих ядрах. Предсказанное теорией положение уровней $5/2^+$ и $7/2^+$ вращательных полос положительной четности в ядрах ^{159}Er и ^{161}Er было подтверждено экспериментально^{/12/}. Проведенный нами анализ большого числа вращательных полос позволяет сделать вывод о том, что в рамках двухпараметрической неадиабатической модели можно удовлетворительно описать энергетический спектр любой вращательной полосы в нечетных ядрах с большой статической деформацией ($\beta_{20} \sim 0,3$).

В четвертом и пятом параграфах второй главы рассматриваются некоторые предельные случаи неадиабатической модели. Показано, что случай слабой связи между частицей и четно-четным остовом, когда спины частицы и остова почти параллельны, является частным случаем неадиабатической вращательной модели.

Исследование динамических уравнений, т.е. зависимости g_r^o γ и Δ от спина вращательного состояния I показывает, что статическое приближение, использованное в неадиабатической модели, справедливо до спинов $I \sim 25/2 \div 29/2^{10/}$. Такая стабильность коллективных параметров объясняется двумя эффектами: 1) Хорошо известный в четно-четных ядрах антиспаривательный эффект, объясняющий динамические свойства самого остова. 2) Связь вращения остова с движением нечетной частицы. Таким образом, мы имеем два конкурирующих эффекта, - взаимодействие вращения и спаривания, способствующее развитию динамических эффектов в остове, и взаимодействие вращения с движением нечетной частицы, которое препятствует этому. Конкуренция этих двух эффектов и приводит к стабилизации коллективных параметров остова.

Третья глава диссертации посвящена исследованию электромагнитных характеристик вращательных состояний. В этой главе рассматриваются вероятности E2-и M1-переходов внутри ротационных полос, отношения интенсивностей δ_I^2 и λ_I , спектроскопические квадрупольные и магнитные моменты вращательных состояний. Для вычисления этого набора характеристик используются волновые функции, полученные в резуль-

тате расчета энергетических спектров, и два свободных параметра g_r^o и Q_0 .

Во втором параграфе третьей главы рассматриваются магнитные моменты вращательных состояний, для вычисления которых используется один свободный параметр g_r^o . Величины g_s^{ess} и g_r^{ess} , используемые в адиабатике как параметры, в неадиабатической модели вычисляются в теории

$$(g_r^{ess} - g_e) = (g_r^o - g_e) \frac{G(I)}{G_K(I)} \quad (8)$$

$$(g_s^{ess} - g_e) = (g_s - g_e) \frac{\langle IM | \vec{S} | IM \rangle}{\langle IM_K | \vec{S} | IM_K \rangle} \quad (9)$$

Из уравнений (8) и (9) видна связь эффективных g -факторов с неадиабатическими эффектами в спектре. Для $g_{r,s}^{ess}$ -уровней $|G(I)| \neq |G_K(I)|$ и поэтому возникает различие факторов g_r^{ess} в ядрах с нечетным N и Z

$$g_r^{ess}(N) \neq g_r^o \neq g_r^{ess}(Z),$$

которое известно экспериментально и показано на рис. I.

На основе вышеизложенного метода были проведены систематические расчеты магнитных моментов деформированных ядер ^{14, 15/}. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными, а используемые значения g_r^o равны: 0,35 для ядер с нечетным Z и 0,26 - 0,35 для нечетно-нейтронных ядер. Слабая зависимость результатов расчетов от небольших изменений g_r^o ($\sim 0,05$) позволяет предсказать магнитные моменты низколежащих вращательных состояний. Это утверждение может быть подтверждено недавним измерением магнитного момента возбужденного состояния $7/2^+ 7/2 [642]$ в ¹⁶¹Dy /16/, $M_{7/2^+} (43,8 \text{ кэВ}) = -0,134(5)$. Предсказанное теорией значение: $M_{7/2^+} = -0,13^{14/}$.

В третьем параграфе этой главы рассматриваются вероятности E2-и M1-переходов и отношения интенсивностей δ_I^2 и λ_I внутри ротационной полосы.

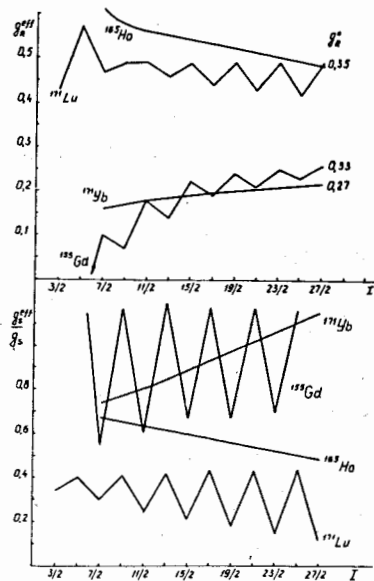


Рис. I. Зависимость эффективных g -факторов от углового момента.

Результаты расчетов вероятностей электромагнитных переходов показывают, что отношение ветвей E2-переходов отличается от правил Алага только во вращательных полосах, построенных на состояниях с $K = -1/2, 3/2$ и сильно искаженных взаимодействием Кориолиса. Для вычисления $B(M1)$ важно учитывать и кориолисово взаимодействие и спиновую поляризацию (продольную и поперечную). С помощью величин λ_I и δ_I^2 можно определить эффективный параметр $[(g_K - g_R)^2 / Q_0^2]_{eff}$ [17], который используется в адиабатическом рассмотрении

$$\left[\frac{g_K - g_R}{Q_0} \right]_{eff}^2 \cong \frac{1}{\delta_I^2} \frac{E_J^2 (M38)}{0,287 (2I+1)(2I-2)} \quad (10)$$

и является константой в полосе. Неадиабатические расчеты этого параметра показывают, что он не является константой полосы, а может сильно флуктуировать от уровня к уровню. Определение $[(g_K - g_R) / Q_0]_{eff}^2$ из экспериментальных значений $\lambda_{9/2}$ и $\lambda_{11/2}$ в полосе основного состояния ^{161}Dy подтверждает результаты теоретических расчетов; $[(g_K - g_R) / Q_0]_{eff}^2 = 2,75 \cdot 10^{-3}$ для $I = 9/2$ и $7,4 \cdot 10^{-3}$ для $I = 11/2$.

Таким образом, на примере этого ядра мы видим, что неадиабатический подход позволяет достаточно хорошо и надежно вычислить электромагнитные характеристики вращательных состояний, а адиабатическое рассмотрение в случае сильного смешивания состояний не дает правильного результата. Все эффективные параметры, которые в адиабатике фигурируют как константы для ротационной полосы, в действительности могут меняться в зависимости от того, из каких экспериментальных величин они определены. Анализ характеристик вращательных

полос в деформированных ядрах редкоземельной области показывает, что можно описать электромагнитные свойства вращательных состояний с помощью неадиабатической модели, используя всего два параметра g_p^0 и g_s . Это позволяет сделать вывод о том, что учет кориолисова взаимодействия и спиновой поляризации – главные эффекты, которые надо принимать во внимание при рассмотрении вращательных полос (электромагнитные свойства) в нечетных ядрах. Сравнение с адиабатикой показывает преимущества неадиабатической модели:

1) Уменьшение числа свободных параметров при описании электромагнитных характеристик вращательных полос.

2) Наличие явной связи между энергетическими и электромагнитными характеристиками ротационных состояний.

3) Однозначность параметров и полученных результатов. В адиабатике для каждой вращательной полосы имеется несколько пар значений $g_s^{eff}(g_k)$ и g_p^{eff} в зависимости от того, из каких экспериментальных величин они определены, а в неадиабатическом подходе g_s^{eff} и g_p^{eff} вычисляются в теории.

4) Стабильность используемых параметров при описании характеристик большого числа ядер.

5) Устойчивость вычисленных характеристик при небольших изменениях g_p^0 (до 0,05), что позволяет сделать надежные предсказания магнитных моментов низколежащих состояний.

В четвертом параграфе этой главы рассматривается влияние учета кориолисова смешивания состояний на сечения реакций одноуклонных передач /18/. Численные расчеты сечений реакций одноуклонной передачи типа $^{160}\text{Gd}(d,t)^{159}\text{Gd}$ и

$^{164}\text{Dy}(d,t)^{163}\text{Dy}$ показывают, что учет взаимодействия Кориолиса приводит к изменению абсолютных значений сечений на 30%.

В четвертой главе проведено исследование электрических переходов (E1 и E2) между вращательными полосами. Известно, что одночастичные оценки приведенных вероятностей E1- и E2-переходов плохо согласуются с известными экспериментальными данными. Для улучшения согласия с экспериментальными данными для переходов между вращательными полосами с $\Delta K = 1$ необходимо, в первую очередь, учесть кориолисово смешивание состояний. Это можно объяснить несколькими причинами:

а) наибольшие примеси в волновых функциях вращательных состояний рассматриваемой полосы дают состояния с $\Delta K = 1$;

б) матричные элементы электрического дипольного оператора между состояниями с $\Delta K = 0$ почти на порядок больше матричных элементов между состояниями с $\Delta K = 1$;

в) диагональные матричные элементы квадрупольного электрического оператора много больше недиагональных.

Таким образом, при рассмотрении E1- и E2-переходов между полосами с $\Delta K = 1$ основной вклад в вероятность перехода дают не прямые матричные элементы $\langle M(E\lambda) \rangle_{K \rightarrow K' = 1}$ между состояниями, на которых построены вращательные полосы, а матричные элементы $\langle M(E\lambda) \rangle_{K \rightarrow K' = 0}$, связанные с кориолисовым смешиванием состояний.

В первом параграфе этой главы рассматриваются вероятности E1-переходов. Приведенная вероятность E1-перехода в неадиабатической модели имеет вид /19/

$$\begin{aligned}
 B(E1, I \rightarrow I') = & \left| \sum_{K P} \sum_{K' P'} C_{K P}^I C_{K' P'}^{I'} \left\{ \langle \beta^{K'} | \mathcal{M}_{K' K}^2 | \beta^K \rangle \times R_{\delta}^{PP'} \right. \right. \\
 & \times \langle I K 1 K' - K | I' K' \rangle + (-1)^{I+I'+K} \delta_{K, 1/2} \delta_{K', 1/2} \times R_{\delta}^{PP'} \times \\
 & \left. \left. \times \langle \beta^{K'} | \mathcal{M}_{K' K}^2 | \beta^K \rangle \langle I - 1/2 1 1 | I' 1/2 \rangle \right\} \right|^2,
 \end{aligned} \tag{II}$$

где

$$\mathcal{M}_{K' K}^2 = e_{eff} z Y_{1\mu}$$

$$e_{eff} = e \times \begin{cases} 1 - Z/A & \text{для протона} \\ -Z/A & \text{для нейтрона} \end{cases}$$

$R_{\delta}^{PP'}$ - фактор, связанный с учетом парных корреляций, а амплитуды смешивания $C_{K P}^I$ получаются из расчета энергетического спектра; следовательно, формула для вычисления приведенных вероятностей $B(E1)$ не содержит никаких свободных параметров. В рамках неадиабатической модели были вычислены абсолютные значения $B(E1)$ и отношения интенсивностей в ряде ядер редкоземельной области. В качестве иллюстрации в таблице I приведены результаты расчетов для ядер ^{153}Eu и ^{161}Ho , в которых известны E1-переходы между вращательными состояниями до больших значений углового момента. Результаты расчетов показывают, что в рамках неадиабатической модели можно получить хорошее описание E1-переходов между вращательными состояниями без использования каких-либо свободных параметров. Для переходов с $\Delta K = 0$ вклад в вероятность перехода, обусловленный силами Кориолиса, оказывается порядка 15-20%, а для переходов с $\Delta K = 1$ вклад в $B(E1)$ от примесей в волновых функциях рассматриваемых состояний может достигать 70-80%.

Т а б л и ц а I

Абсолютные значения приведенных вероятностей E1-переходов в ядрах ^{153}Eu и ^{161}Ho

$3/2^+ [411] \rightarrow 5/2^- [532]$				$7/2^+ [404] \rightarrow 7/2^- [523]$			
I^{π}	I^{π}	B(E1) теор. [$10^{-6} e^2 \delta_H$]	B(E1) эксп. [$10^{-6} e^2 \delta_H$]	I^{π}	I^{π}	B(E1) теор. [$10^{-6} e^2 \delta_H$]	B(E1) эксп. [$10^{-6} e^2 \delta_H$]
$3/2^+$	$5/2^-$	6,4		$7/2^+$	$7/2^-$	13,1	≥ 7
$5/2^+$	$5/2^-$	1,2	0,32		$9/2^-$	3,5	
	$7/2^-$	10,6					
$7/2^+$	$5/2^-$	2,5	0,94	$9/2^+$	$7/2^-$	2,8	
	$7/2^-$	1,1	1,67		$9/2^-$	7,6	
	$9/2^-$	1,4	3,55		$11/2^-$	4,6	
$9/2^+$	$7/2^-$	5,1	2,66	$11/2^+$	$9/2^-$	3,7	3,68
	$9/2^-$	0,8	1,26		$11/2^-$	4,7	3,90
	$11/2^-$	15,4	(3,74)		$13/2^-$	4,6	
$11/2^+$	$9/2^-$	7,2	4,12	$13/2^+$	$11/2^-$	3,9	4,88
	$11/2^-$	0,6	1,78		$13/2^-$	3,1	2,49
	$13/2^-$	16,8	5,25		$15/2^-$	4,1	
				$15/2^+$	$13/2^-$	3,7	6,63
				$17/2^+$	$15/2^-$	3,8	8,70

Во втором параграфе этой главы исследуются E2-переходы между вращательными состояниями с $\Delta K = 1$. Экспериментальные данные свидетельствуют, что такие переходы, как правило, значительно ускорены по сравнению с одночастичными оценками. Качественное объяснение эффекта ускорения было получено еще при учете взаимодействия Кориолиса в низающем порядке теории возмущений. При вычислении вероятностей E2-переходов нами учитывается кориолисово смешивание состояний и одночастичные переходы (т.е. учитывается одночастичная часть квадрупольного электрического оператора). Учитываются также эффективные заряды, возникающие из-за учета взаимодействия нечетной частицы с определенными типами внутренних возбуждений четно-четного остова 20 (в нашем случае - 1^+ -возбуждения). Приведенная вероятность E2-перехода записывается в виде 21

$$B(E2, I \rightarrow I') = \left| \sum_{K\rho} \sum_{K'\rho'} C_{K\rho}^I C_{K'\rho'}^{I'} \langle \{IK20|I'K'\rangle \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_0 \delta_{K,K'} + \langle IK2K'-K|I'K'\rangle V_{KK'} \langle r^2 Y_{2,K'+K} \rangle_{KK'} e(K,K') \delta_{K,K'+1} \right|^2 \quad (12)$$

где $e(K,K')$ - эффективные заряды для перехода между одночастичными состояниями $|K\rangle$ и $|K'\rangle$ и принимает значения (0,8-0,9) для нейтронов и (1,8-2,0) для протонов. Рассмотрены также расчеты силовой функции для ядра ^{224}U и процесс формирования эффективного заряда по мере увеличения учитываемых 1^+ -возбуждений. Конкретные численные расчеты вероятностей E2-переходов были проведены для ^{235}U , где из кулоновского возбуждения известны абсолютные значения $B(E2)$ и отношения интенсивностей переходов с вращательных уровней основной полосы $7/2^- [743]$ на уровни вращательных полос,

построенных на одночастичных состояниях $5/2^- [752]$ и $9/2^- [734]$. Результаты показывают, что учет одночастичных переходов и эффективных зарядов в оценке вероятностей переходов приводит к заметному изменению $B(E2)$ (для некоторых переходов до 35-40%) и улучшает согласие с экспериментальными данными.

Таким образом, в рамках неадиабатической вращательной модели можно описать все известные экспериментальные характеристики любой вращательной полосы, используя небольшое число свободных параметров $^{1/2}J, \Delta, gk^0, Q_0$. Коэффициенты смешивания $C_{K\rho}^I$, полученные в результате расчетов энергетических спектров, могут быть использованы для беспараметрического анализа вероятностей E1- и E2-переходов между вращательными состояниями.

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, были доложены на Международном симпозиуме по ядерным состояниям с высоким спином в Стокгольме (1972 г.), на XXIII Совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра в Дубне (1973 г.), на XXIV Ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и теории ядра (Харьков, 1974 г.) и опубликованы в работах $^{9-II, 13-15, 17-21}$.

Л и т е р а т у р а

1. E. Selin, S. A. Hjorth, H. Ryde. Phys. Scripta 2, 181 (1970)
Г. Винтер и др. ЭЧАЯ, т. 4, вып. 4, 895 (1973).
2. Н. И. Пятов, М. И. Черней. Препринт ОИЯИ, Р4-4966, Дубна, 1970.
3. Н. И. Пятов, М. И. Черней, М. И. Базнат. ОИЯИ, Е4-5468, Дубна, 1970.
4. М. И. Черней, М. И. Базнат, Н. И. Пятов. ОИЯИ, Е4-5550, Дубна, 1970.
5. A. Bohr, B. R. Mottelson. Kgl. Dan. Vid. Selsk. Math. Fys. Medd.,
27, No 16 (1953).
О. Бор, Б. Р. Моттelson. АЭ, 14, 41 (1963).
A. Bohr, B. R. Mottelson. Nuclear Structure, v. 11, ch. 5, 1973.
6. М. И. Базнат, М. И. Черней, Н. И. Пятов. Phys. Lett., 31B, 192 (1970).
7. Л. А. Малов, В. Г. Соловьев, С. И. Федотов. Изв. АН СССР, сер. физ.,
25, 747 (1971).
S. P. Ivanova, A. L. Komov, L. A. Malov, V. G. Soloviev. JINR,
Е4-6663 (1972).
8. В. Г. Соловьев. Теория сложных ядер. Изд-во "Наука", Л., 1971.
9. М. И. Базнат, Н. И. Пятов, М. И. Черней. Phys. Scripta, 6, 227 (1972).
10. М. И. Базнат, Н. И. Пятов, М. И. Черней. В сб. "Квантовая теория
систем многих частиц". "Штиинца", Кишинев, стр. 27 (1973).
11. P. Kemnitz, L. Funke, K.-H. Kaun, H. Sodan, G. Winter and M. I. Baz-
nat. Nucl. Phys., A209, 271 (1973).
12. М. И. Базнат, H. Strusny et al. Preprint JINR, Dubna, 1974.
13. М. И. Базнат, Н. И. Пятов, М. И. Черней. JINR, Е4-6265, Дубна, 1972.
14. М. И. Базнат, Н. И. Пятов, М. И. Черней. ЯФ, 19, 275 (1974).
15. М. И. Базнат, Н. И. Пятов, М. И. Черней. ЭЧАЯ, т. 4, вып. 4, 941 (1973).
16. S. C. Sylvester, D. Schroter. Phys. Rev., С7, 2056 (1973).
17. М. И. Базнат, Н. И. Пятов, М. И. Черней. Изв. АН СССР, сер. физ.,
26, 789 (1972).

18. Ф. А. Гареев, М. И. Базнат, Х. И. Вибике, Г. Шульц. ЯФ, 17, 761 (1972)
19. М. И. Базнат, Н. И. Пятов. ЯФ, 18, 762 (1973).
20. М. И. Базнат, Н. И. Пятов. Программа и тезисы докладов XXIV
Ежег. сов. по ядерной спектр. и структуре ядра, Харьков, 1974.
21. М. И. Базнат, Н. И. Пятов. Препринт ОИЯИ Р4-7907, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 ноября 1974 года