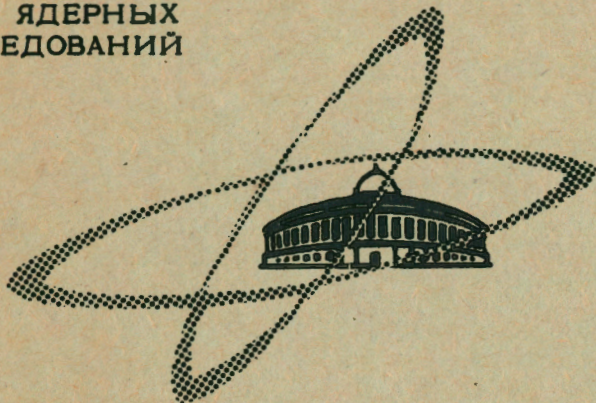


4168

ЭКЗ. ЧИТ ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 4168

М.И.Черней, В.Д.Овсянников

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ОДНОЧАСТИЧНОГО И ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЙ
В ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

P2 - 4168

М.И.Черней, В.Д.Овсянников

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ОДНОЧАСТИЧНОГО И ВРАЩАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЙ
В ЯДРАХ**

Направлено в ЯФ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

1. В в е д е н и е

В последние годы развит ряд очень подробных схем уровней среднего поля (см., например, /1,2,3/), получивших широкое распространение при анализе экспериментальных данных. Однако совершенно ясно, что многие из низколежащих состояний в нечетных деформированных ядрах не являются чистыми одночастичными. Наблюдается смешивание состояний различной природы, например, смешивание состояний с различными главными квантовыми числами, взаимодействие одночастичного движения с вращательным и колебательным /4,5/.

Внутреннее движение нуклонов в аксиально-симметричных ядрах характеризуется проекцией полного углового момента на ось симметрии ядра $-K$, которая не может быть точным квантовым числом из-за взаимодействия с вращением.

Когда вращательная энергия намного меньше, чем расстояние между одночастичными уровнями, то влиянием вращения на одночастичное движение можно пренебречь /6/.

Если расстояние между одночастичными уровнями с $\Delta K = 1$ сравнимо с вращательной энергией, то описание взаимодействия одночастичного и вращательного движений в первом порядке теории возмущения становится неудовлетворительным /7/. В таких случаях диагонализуют взаимодействие Кориолиса с учетом нескольких одночастичных уровней, энергии которых подбираются на основании сравнения результатов расчета с экспериментальными данными /7,8,9/. Однако такие расчеты требуют введения большого количества параметров для каждого конкретного ядра.

Представляет интерес диагонализация взаимодействия Кориолиса на базе соответствующей одночастичной схемы, которая была бы пригодна для всех деформированных ядер. В настоящей работе взаимодействие Кориолиса диагонализуется на базе схемы с потенциалом Саксона-Вудса /3/.

Полученные решения используются для исследования K -запрещенных процессов, правил интенсивностей (правил Алага) и параметров развязывания.

2. Формулировка проблемы

Запишем гамильтониан одночастичного и вращательного движений, а также их взаимодействия для аксиально-симметричного ядра в виде /7/

$$H = H_{sp} + \frac{\hbar^2}{2J} [I(I+1) - I_0^2 - j_0^2] - \frac{\hbar^2}{2J} [I_+ j_- + I_- j_+], \quad (1)$$

где H_{sp} описывает внутреннее движение нуклонов, J - момент инерции, рассматриваемый как параметр.

Операторы I_{\pm} и j_{\pm} определены следующим образом:

$$I_{\pm} = I_x \pm I_y, \quad (2)$$

$$j_{\pm} = j_x \pm j_y.$$

Симметризованные волновые функции гамильтониана (1) ищем в виде

$$\Psi(I, M; \alpha_0 K_0) = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{\alpha K} C_{\alpha K}^I \{ D_{MK}^I \chi_{\alpha K} + (-1)^{I+K-1/2} D_{M-K}^I \chi_{\alpha-K} \}, \quad (3)$$

K_0 - приближенное квантовое число проекции полного углового момента, α_0 - набор остальных асимптотических чисел.

α_0, K_0 - квантовые числа, для которых коэффициент $C_{\alpha_0 K_0}^I$ является максимальным.

Коэффициенты разложения $C_{\alpha K}^I$ - вещественны и удовлетворяют условию нормировки

$$\sum_{\alpha K} (C_{\alpha K}^I)^2 = 1, \quad (4)$$

Внутреннее движение описывается волновыми функциями $\chi_{\alpha K}$ для деформированного потенциала Саксона-Вудса, которые имеют вид /3/

$$\chi_{\alpha K} = \sum_{n l_j} a_{n l_j}^{\alpha K} R_{n l_j}(r) y_{l_j, l_j/2; j}^K, \quad (5)$$

где $a_{n l_j}^{\alpha K}$ - коэффициенты разложения по собственным функциям сферического потенциала Саксона-Вудса.

В отличие от первого порядка теории возмущения, в котором учитывается взаимодействие вращательных полос с $\Delta K=1$, при диагонализации учитывается взаимодействие полос с $\Delta K=1-1/2$.

Энергию состояния со спином I находим из следующего уравнения:

$$E_{\alpha_0 K_0}(I) = \sum_{\alpha K} (C_{\alpha K}^I)^2 (E_{\alpha K} - \frac{\hbar^2}{J} K^2) + \frac{\hbar^2}{2J} I(I+1) [1 + (-1)^{I+1/2} \frac{I+1/2}{I(I+1)} a(I)], \quad (6)$$

где $E_{\alpha K}$ - одночастичные энергии, $a(I)$ - параметр смешивания, который определяется как

$$a(I) = (-1)^{I-1/2} \frac{1}{I+1/2} \langle \Psi(I, M; \alpha_0 K_0) | I_+ j_- + I_- j_+ | \Psi(I, M; \alpha_0 K_0) \rangle, \quad (7)$$

Для состояния с $I = K_0 = 1/2$ параметр смешивания совпадает с обычным параметром развязывания /1/

$$a = - \langle -1/2 | j_- | 1/2 \rangle. \quad (8)$$

Используя волновые функции (3), получим выражение для $a(I)$ в виде:

$$a(I) = - \sum_{\substack{a'k \\ a'k'}} C_{a'k}^I C_{ak}^I \left[\delta_{k;1/2} \delta_{k';1/2} \sum_{n \ell j} (-1)^{I+1/2} (j+1/2)_{a' n \ell j}^{ak} a_{n \ell j}^{a'k'} + \right. \\ \left. + (-1)^{I+1/2} \frac{2\sqrt{(I-K)(I+K+1)}}{I+1/2} \delta_{k;1/2} \sum_{n \ell j} \sqrt{(j-K)_{n \ell j} + K+1} a_{n \ell j}^{ak} a_{n \ell j}^{a'k'} \right] \quad (9)$$

Энергия состояния во вращательной полосе теперь зависит не только от спина и момента инерции, но и от параметра $a(I)$ и коэффициентов смешивания $C_{a'k}^I$. Когда расстояние между взаимодействующими уровнями порядка 1 Мэв, примеси других состояний очень малы, энергия состояний вращательной полосы определяется обычным образом:

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2J} \left[I(I+1) + (-1)^{I+1/2} (I+1/2)_{a' n \ell j} \delta_{k;1/2} \right] \quad (10)$$

Если взаимодействующие уровни близки по энергии, возможны отклонения от формулы (10). В большинстве случаев (когда $a(I)$ слабо меняется внутри ротационной полосы и число сильно взаимодействующих уровней невелико) эти отклонения можно свести к перенормировке момента инерции и параметра развязывания.

Для нахождения коэффициентов разложения $C_{a'k}^I$ и собственных значений гамильтониана (1) проводилась диагонализация на ЭВМ (при фиксированном значении момента инерции) матрицы порядка $n(I) = \sum_K n_{kK}$, где n_{kK} — число одночастичных состояний с одинаковым значением K и четностью.

3. Детали расчетов и обсуждение результатов

Для выяснения качественных эффектов взаимодействия одночастичного и вращательного движений численные расчеты были проведены со схемой одночастичных уровней ядер в области $A = 165$ и значением параметра деформации $\beta = 0,31$ [3]. Диагонализация проводилась отдельно для нейтронной и протонной систем. Значения параметра $\hbar^2/2J$ варьировались в численных расчетах.

Для каждого конкретного ядра параметр $\hbar^2/2J$ выбирался путем сравнения теоретических и экспериментальных значений энергий ротационных полос. Это значение параметра сравнивалось с обычными значениями, получаемыми по формуле (10).

В расчетах энергий ротационных состояний на уровне с $K=1/2$ не вводился дополнительный параметр развязывания (см. формулу (10)). Теоретические расчеты проводились с теми значениями параметров развязывания, которые получались в одночастичной схеме. Естественно, что теория не может рассчитывать на лучшее описание энергий ротационных состояний с $K=1/2$ с одним значением параметра, чем описание при помощи двухпараметрической формулы (10).

Получен следующий общий результат:

а) учет взаимодействия Кориолиса для состояний с $K > 1/2$ приводит, как правило, к уменьшению параметра $\hbar^2/2J$ в среднем на 10% по сравнению со значением, получаемым по формуле (10);

б) для состояний с $K=1/2$ учет взаимодействия Кориолиса приводит к обратному эффекту перенормировки параметра момента инерции.

Конкретные примеры перенормировки параметров, обусловленной взаимодействием Кориолиса, даны в табл. 1.

Численные расчеты показали, что обычно полная величина примесей других состояний в данном одночастичном не превышает 5%. Полная величина примесей растет с увеличением спина состояний вращательной полосы и значения момента инерции. Типичный пример такой зависимости показан на рис. 1.

С увеличением спина состояния все большее число различных одночастичных состояний дает вклад в волновую функцию. В принципе это может приводить к нарушению правил интенсивностей переходов, установленных для адиабатического случая. Обычно наиболее велики примеси состояний с $\Delta K=1$ (см. табл. 2). Роль примесей состояний с $\Delta K \geq 2$ целиком зависит от деталей одночастичной схемы.

Численные расчеты показали, что взаимодействие Кориолиса слабо возмущает поведение одночастичных уровней. Однако поведение уровней внутри вращательной полосы может сильно возмущаться взаимодействием

ем Кориолиса. Ниже покажем, когда точный учет взаимодействия Кориолиса дает существенные отклонения от решения в рамках теории возмущения.

В случае $K > 1/2$ по теории возмущения получим следующую зависимость энергий вращательной полосы от I :

$$f(I) = \frac{E(I+1) - E(I)}{2(I+1)} = \frac{\hbar^2}{2J} = \text{const.} \quad (11)$$

На рис. 2(а,б,в) показана экспериментальная зависимость $f(I)$ для вращательной полосы $5/2^+ [642]$ в $^{161}\text{Dy} /10/$, которая ясно демонстрирует сильное отклонение от формулы (11) (см. рис. 2а). Включение в формулу (10) члена $\nu = \nu [K(I+1)]^2$ также не дает согласия с экспериментом (см. рис. 2а). Бор и Мотельсон /11/ предложили включить в формулу для вращательной энергии (10) дополнительный член (с константой A_k)

$$(-1)^{I+K} \frac{(I+K)!}{(I-K)!} A_k$$

Такая формула с тремя параметрами удовлетворительно описывает эксперимент (см. рис. 2б). На рис. 2в приведены результаты наших расчетов по формуле (6) с использованием одного параметра. Экспериментальное поведение $f(I)$ лучше всего воспроизводится для больших значений спинов. Для малых значений спинов $f(I)$ сильно зависит от величины $\frac{\hbar^2}{2J}$. Возможно, это связано с тем, что для малых значений I учет эффектов парных взаимодействий более важен, чем для больших значений спинов (см. например, /12/). В будущем будет проведено исследование этого вопроса.

Если состояние с $K=1/2$ сильно взаимодействует с состоянием, имеющим $K=3/2$, то величина $\sum_{K \neq K_0} (C_{aK}^I)^2$ (полные примеси) сильно флюктуирует внутри ротационной полосы. Такой случай показан на рис. 3а, где дана зависимость полных примесей в ротационной полосе, основанной на состоянии $1/2^+ [660]$, от полного углового момента I . Когда $I+1/2$ - четное, то полные примеси большие (20-40%), а при

$I+1/2$ - нечетном полные примеси значительно меньше (3-9%). Такая сложная структура ротационных состояний приводит к сильному изменению параметра развязывания $a(I)$. На рис. 3б показана зависимость $a(I)$ от полного углового момента I . Отклонения от одночастичного значения параметра развязывания пропорциональны в среднем величине полной примеси и различны по знаку. На рис. 3в показаны энергии этой ротационной полосы, рассчитанные по формулам (6) и (10) соответственно. Параметры в формуле (10) были выбраны так, чтобы совпадали энергии трех нижайших уровней ротационной полосы. Видно, что энергии ротационных состояний $I=5/2$ и $I=7/2$ сильно отличаются (30-70%).

Другой случай, когда одночастичный параметр развязывания мал, показан на рис. 4. Хотя ротационная полоса, основанная на состоянии $1/2^+ [400]$, нормальная (в смысле последовательности спинов в полосе), параметр развязывания $a(I)$ сильно зависит от I (рис. 4б). Для ротационного состояния $I=7/2$ параметр развязывания меняет знак (как и для полосы, основанной на состоянии $1/2^+ [660]$).

К сожалению, пока нет надежных экспериментальных данных об этих состояниях в редкоземельных ядрах. Обработка таких ротационных полос в рамках теории возмущения (формула 10) может приводить к значениям моментов инерции и параметров развязывания, совершенно отличным от предсказываемых одночастичными моделями. Более того, эти параметры могут сильно зависеть от того, какие уровни вращательной полосы были использованы в расчетах.

4. K - запрещенные процессы и правила интенсивностей переходов

Экспериментально обнаруженные β - распады с $\Delta K \geq 2$ /13,14,15/, $E\lambda$ - переходы с $\Delta K > \lambda$ /16/ и отклонения от правил интенсивностей переходов (правил Алага), свидетельствуют о том, что K не является точным квантовым числом. Рассмотрим некоторые примеры таких процессов, используя волновые функции, полученные в результате диагонализации взаимодействия Кориолиса.

а) β -переходы с $\Delta K \geq 2$ и $\Delta I = 0, 1$. Используя волновые функции (3) для оператора гамов-теллеровского β -перехода из состояния I_1, a_{10}, K_{10} в состояние I_f, a_{f0}, K_{f0} (a_{10}, K_{10} и a_{f0}, K_{f0} - приближенные квантовые числа начального и конечного состояний перехода), получим выражение:

$$|\langle \Psi(I_f, M_f; a_{f0}, K_{f0}) | \vec{S} | \Psi(I_1, M_1; a_{10}, K_{10}) \rangle|^2 =$$

$$= \left| \sum_{a'K'} C_{a'K'}^{I_1} C_{a'K'}^{I_f} \langle I_1, K' - K | I_f, K' \rangle \langle a'K' | \vec{S} | aK \rangle \right|^2, \quad (12)$$

где $\langle a'K' | \vec{S} | aK \rangle$ - одночастичный матричный элемент β -перехода, выражение для которого дано в работе /17/. Матричный элемент $|\langle \vec{S} \rangle|^2$ подчиняется следующим правилам отбора по K :

$$0 \leq |K_{f0} - K_{10}| \leq \frac{I_1 + I_f}{2}. \quad (13)$$

Рассмотрим уменьшение скорости K -запрещенного β -распада относительно скорости разрешенного незадержанного (au) β -распада. Такие K -запрещенные β -переходы экспериментально наблюдаются при распаде $^{159}\text{Ho}(7/2^- 7/2 [523])$ на ротационную полосу ^{159}Dy (базисные состояние $3/2^- [521]$) /13/. Аналогичные K -запрещенные β -переходы наблюдаются при распаде $^{161}\text{Ho} \rightarrow ^{161}\text{Dy}$ /14/. В обоих случаях наблюдается au β -переходы $7/2^- 7/2 [523] \rightarrow 5/2^- 5/2 [523]$ с $\log ft = 4,4 \pm 0,3$ и $5,0$ для распада ^{159}Ho и ^{161}Ho соответственно. K -запрещенные β -переходы идут на состояния $5/2^-$, $7/2^-$ и $9/2^-$ ротационной полосы $1^- 3/2 [521]$. Разность $\log ft$ для β -переходов на эти состояния и au β -перехода составляет $< 2,7 \pm 0,3; < 2,7 \pm 0,3; 2,6 \pm 0,3$ при распаде $^{159}\text{Ho} \rightarrow ^{159}\text{Dy}$ (эффекты парных корреляций учтены в этих оценках). Теоретические расчеты для этих случаев дают значения 2; 2,3 и 3,3 соответственно при значении параметра $\hbar^2/2J = 11 \text{кэВ}$ (это значение параметра оценено на основании сравнения эксперименталь-

ных и расчетных значений энергий ротационной полосы, основанной на состоянии $3/2 [521]$.

В распаде ^{161}Ho заселяется только состояние $7/2^- 3/2 [521]$ в ^{161}Dy , причем $\Delta(\log ft)_{\text{экс.}} = 1,9$. Теоретическая оценка этого распада при значении параметра $\hbar^2/2J = 11 \text{кэВ}$ дает $\Delta(\log ft)_{\text{теор.}} = 2,0$. Отметим, что при небольших вариациях параметра $\hbar^2/2J$, $\Delta(\log ft)_{\text{теор.}}$ меняется очень слабо в случае ^{159}Ho и ^{161}Ho .

Пока не представляется возможности вычислять абсолютные значения $\log ft$ K -запрещенных β -переходов без учета поляризационных эффектов /18,19/.

б) $E\lambda$ -переходы и изменение правил интенсивностей переходов. Используя волновые функции (3), получим выражение для приведенной вероятности $E\lambda$ -переходов:

$$B(E\lambda; I_1 a_{10} K_{10} \rightarrow I_f a_{f0} K_{f0}) = B_{\text{н.р.}}(E\lambda; I_1 a_{10} K_{10} \rightarrow I_f a_{f0} K_{f0}).$$

$$\cdot \left[1 + \frac{\sum_{\substack{k \neq k_{10}; k \neq k_{f0} \\ a' \neq a_{10}; a' \neq a_{f0}}} C_{a'K'}^{I_1} C_{a'K'}^{I_f} \langle I_1, K' - K | I_f, K' \rangle \langle a'K' | \vec{Y}_{\lambda\mu} | aK \rangle}{\langle I_1, K_{10} K_{f0} - K_{10} | I_f, K_{f0} \rangle \langle a_{f0} K_{f0} | \vec{Y}_{\lambda\mu} | a_{10} K_{10} \rangle} \right], \quad (14)$$

где $B_{\text{н.р.}}(E\lambda; I_1 a_{10} K_{10} \rightarrow I_f a_{f0} K_{f0})$ - одночастичная приведенная вероятность $E\lambda$ -перехода (см. работу /20/).

Влияние вращения на $E\lambda$ -переходы обуславливается вторым членом в формуле (14), который может принимать как положительные, так и отрицательные значения и полностью зависит от деталей одночастичного поля ядра и величин относительных примесей $C_{a'K'}^{I_1}$. Вид формулы (14) аналогичен полученной в работе /21/, где рассматривалось влияние взаимодействия вращения и внутреннего движения на $E1$ -переходы в первом порядке теории возмущения.

Для примера рассмотрим $E1$ -переходы с $\Delta K = 1$ в ^{157}Gd из состояния $5/2^+ 5/2^+ [642]$ на ротационные состояния

$3/2^-, 5/2^- 3/2[521]$. Численные значения приведенных вероятностей по формуле (14) равны:

$$B(E1; 5/2^+ 5/2^- \rightarrow 3/2^- 3/2) = 0,26 B_{\text{exp}}(E1; 5/2^+ 5/2^- \rightarrow 3/2^- 3/2),$$

$$B(E1; 5/2^+ 5/2^- \rightarrow 5/2^- 3/2) = 12,5 B_{\text{exp}}(E1; 5/2^+ 5/2^- \rightarrow 5/2^- 3/2). \quad (15)$$

Факторы запрета $F = \frac{B(E\lambda)_{\text{теор.}}}{B(E\lambda)_{\text{экс.}}}$ без учета взаимодействия Кориолиса принимают значения

$$F_{\text{exp}}(5/2^+ \rightarrow 3/2^-) = 85,$$

$$F_{\text{exp}}(5/2^+ \rightarrow 5/2^-) = 2,$$

т.е. сильно отличаются друг от друга (\approx в 40 раз). Это различие нельзя объяснить эффектами парных корреляций. Учет взаимодействия Кориолиса приводит к следующему отношению приведенных вероятностей:

$$B(E1; 5/2^+ 5/2^- \rightarrow 3/2^- 3/2) : B(E1; 5/2^+ 5/2^- \rightarrow 5/2^- 3/2) = 0,047 : 1, \quad (16)$$

что хорошо согласуется с экспериментальным отношением 0,053:1 /22/. Отметим, что эти отношения в теории слабо меняются при небольших вариациях параметра $\frac{1}{2} \hbar^2 / 2J$, но сильно зависят от деталей одночастичной схемы и значения параметра деформации, а, следовательно, могут сильно различаться даже для соседних ядер. Например, для того же перехода в ^{159}Gd экспериментальные отношения (16) равны 0,138:1 /23/.

Наконец, отметим, что взаимодействие Кориолиса слабо влияет на $E\lambda$ -переходы с $\Delta K = 0$.

В рамках развиваемой схемы возможно оценивать вероятности K -запрещенных γ -переходов.

5 Заключение

Предложена схема учета взаимодействия Кориолиса путем точной диагонализации его на базисе деформированного потенциала Саксона-Вудса. Полученные результаты могут быть использованы в дальнейшем для решения задач с включением парных корреляций, дальнедействующих остаточных взаимодействий и т.д. Очевидно, такой подход более выгоден там, где взаимодействие одночастичного и вращательного движений является сильным.

Авторы надеются, что такой подход позволит описать вращательные полосы с одним значением параметров и, следовательно, отказаться от использования многопараметрических феноменологических формул. Очевидно, для этого необходимо включение парных корреляций в рассматриваемую схему, что и будет проведено в дальнейшем.

Численные расчеты показали, что когда взаимодействие одночастичного и вращательного движений становится сильным, то обычные феноменологические формулы для энергий вращательной полосы могут приводить к неправильным результатам, в частности, для значения параметра развязывания.

Проведенные оценки вероятностей K -запрещенных β -переходов и отклонение от правил интенсивностей $E\lambda$ -переходов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В заключение авторы выражают благодарность Н.И. Пятову за постановку задачи, помощь и полезные обсуждения, В.Г. Соловьеву за интерес к работе, Ф.А. Гарееву за полезные обсуждения и помощь, В.А. Бондаренко за помощь при обработке экспериментальных данных и И.М. Павличенкову за интересные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. S.G. Nilsson. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 29, No.16 (1955).
2. П.Э. Немировский, В.А. Чепуринов, ЯФ, 3, 998 (1966).

3. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинкин. Препринт ОИЯИ, Р4-3451, Дубна, 1967; Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.Н. Калинкин, С.К. Слепнев, М.Г. Гинзбург. Препринт ОИЯИ, Р4-3607, Дубна, 1967.
4. C.W. Reich, M.E. Bunker. Proceed. Int. Nucl. Str., Dubna, USSR, July 4-11, 1968.
5. В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р4-3903, Дубна, 1968; V.G. Soloviev. Proceed. Int. Nucl. Str., Dubna, USSR, July 4-11, 1968.
6. A. Bohr. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 26, No 14 (1952); A. Bohr and B.R. Mottelson. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 27, No 16 (1953).
7. A.K. Kerman. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 30, No 15 (1956).
8. C.W. Reich, M.E. Bunker. Phys. Lett., 25B, n6, 396 (1967).
9. R.T. Brockmeier, S. Wahlborn, E.J. Seppi and F. Boehm. Nucl. Phys., 63, 102 (1965).
10. В.К. Бондарев, Л.Н. Гальперин, А.З. Ильясов, И.Х. Лемберг. Программа и тезисы Совещания по ядерной спектроскопии, Харьков, 1967.
11. О. Бор, Б. Моттelson. Атомная энергия, 14, 41 (1963).
12. Ю.Т. Гринь, А.И. Ларкин. ЯФ, 2, 40 (1965).
13. А.А. Абдуразаков, Ж.Т. Желев и др. Изв. АН СССР, серия физ., 32, 764 (1968).
14. P.G. Hansen, O.B. Nielsen and G. Sidenius. Contributions, Int. Conf. Nucl. Str., Tokyo, sept. 1967.
15. L. Funke et. al., Cont. Int. Symp. Nucl. Str. Dubna, 1968.
16. K.E. Lobner and S.G. Malmkog. Nucl. Phys., 80, 505 (1966).
17. Ф.А. Гареев, Б.Н. Калинкин, Н.И. Пятов, М.И. Черней, ЯФ, 8, 305 (1968).
18. Z. Bochnacki and S. Ogaza. Nucl. Phys., A 102, 529 (1967).
19. А.Б. Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Изд. "Наука", 1965.
20. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, М.И. Черней. Препринт ОИЯИ, Р4-3935, Дубна, 1968.
21. Ю.Т. Гринь, И.М. Павличенков. ЖЭТФ, 47, 1847 (1964).

22. L. Funke, H. Graber, K. H. Kaun, R. Ross, H. Sodan, L. Werner and J. Frana. Nucl. Phys., 84, 461 (1966).
23. M. Bonitz and N.J.S. Hansen, Nucl. Phys., A111, 551 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 ноября 1968 года.

Таблица 1.

Значения параметра $\hbar^2/2J$ и параметра развязывания, полученные из сравнения энергий ротационных полос

Ядро	Из формулы (10)		Точное решение		
	$I^{\pi}K[NN_z \Lambda]$	$\hbar^2/2J$	a	$\hbar^2/2J$	$a(I)^*$
^{165}Ho	$7/2^-7/2 [523]$	10,52	-	9,8	-
^{163}Dy	$5/2^-5/2 [523]$	10,71	-	10,0	-
^{169}Tm	$3/2^+3/2 [411]$	12,6	-	12,4	-
^{167}Er	$7/2^+7/2 [633]$	8,81	-	8,0	-
^{169}Yb	$1/2^+1/2 [521]$	11,71	0,789	15	2,3
^{165}Ho	$1/2^+1/2 [411]$	12,23	-0,461	13,0	-0,82

* Вычисленное значение параметра развязывания по ф-ле (9).

Таблица 2

Амплитуды $c_{\alpha k}^I$ состояний, дающих вклад в волновую функцию $\Psi(I, \alpha_0, K_0)$ для протонной вращательной полосы $7/2^+ [633]$ при $\hbar^2/2J = 8$ кэВ

$I, K^{\pi} [N\pi_z \Lambda]$	$1/2 [660]$	$3/2 [402]$	$5/2 [642]$	$7/2 [633]$	$9/2 [624]$	$11/2 [615]$
$7/2, 7/2^+ [633]$	0,0025	0,0092	0,0861	0,9960	-	-
$9/2$	0,0044	0,0335	0,1745	0,9799	-0,0901	-
$11/2$	0,0225	0,0573	0,2211	0,9641	-0,1336	~ 0
$13/2$	0,0100	0,0724	0,2673	0,9455	-0,1707	0,0069
$15/2$	-0,1190	0,0426	0,2971	0,9240	-0,2046	0,0106

16

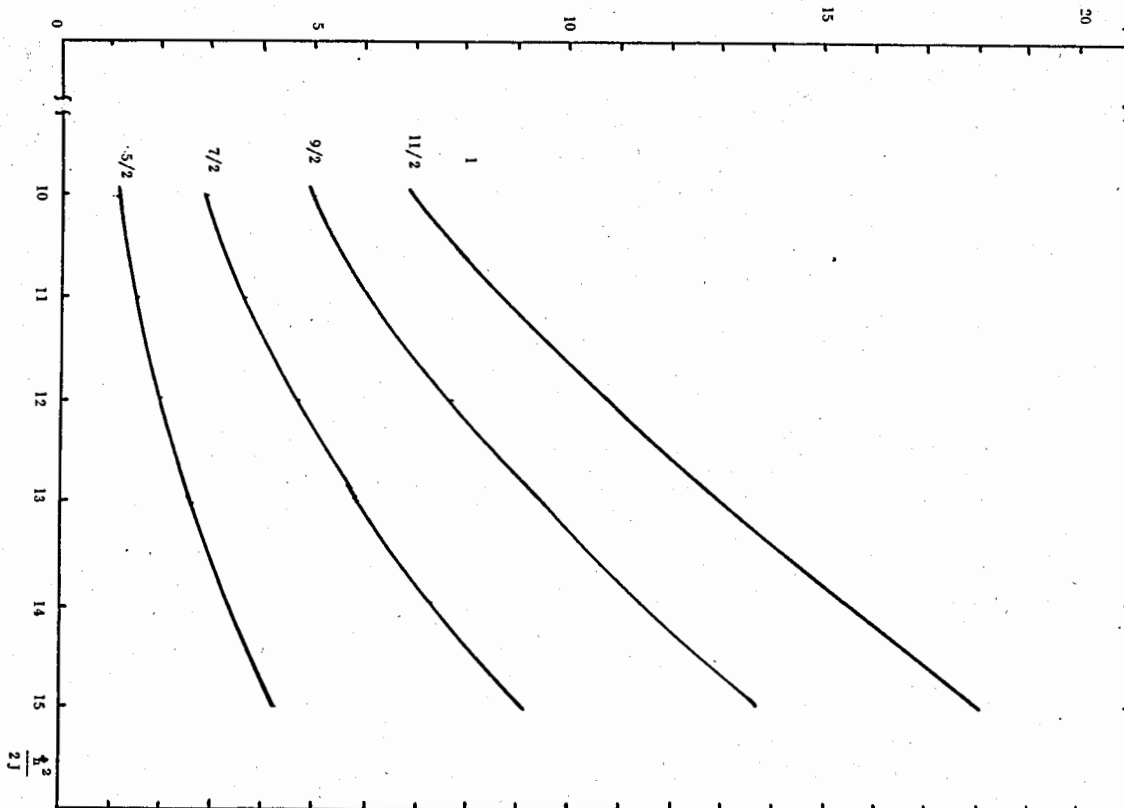


Рис. 1. Зависимость полных примесей нейтральной вращательной полосы, основанной на состоянии $5/2^- [523]$, от $\hbar^2/2J$.

17

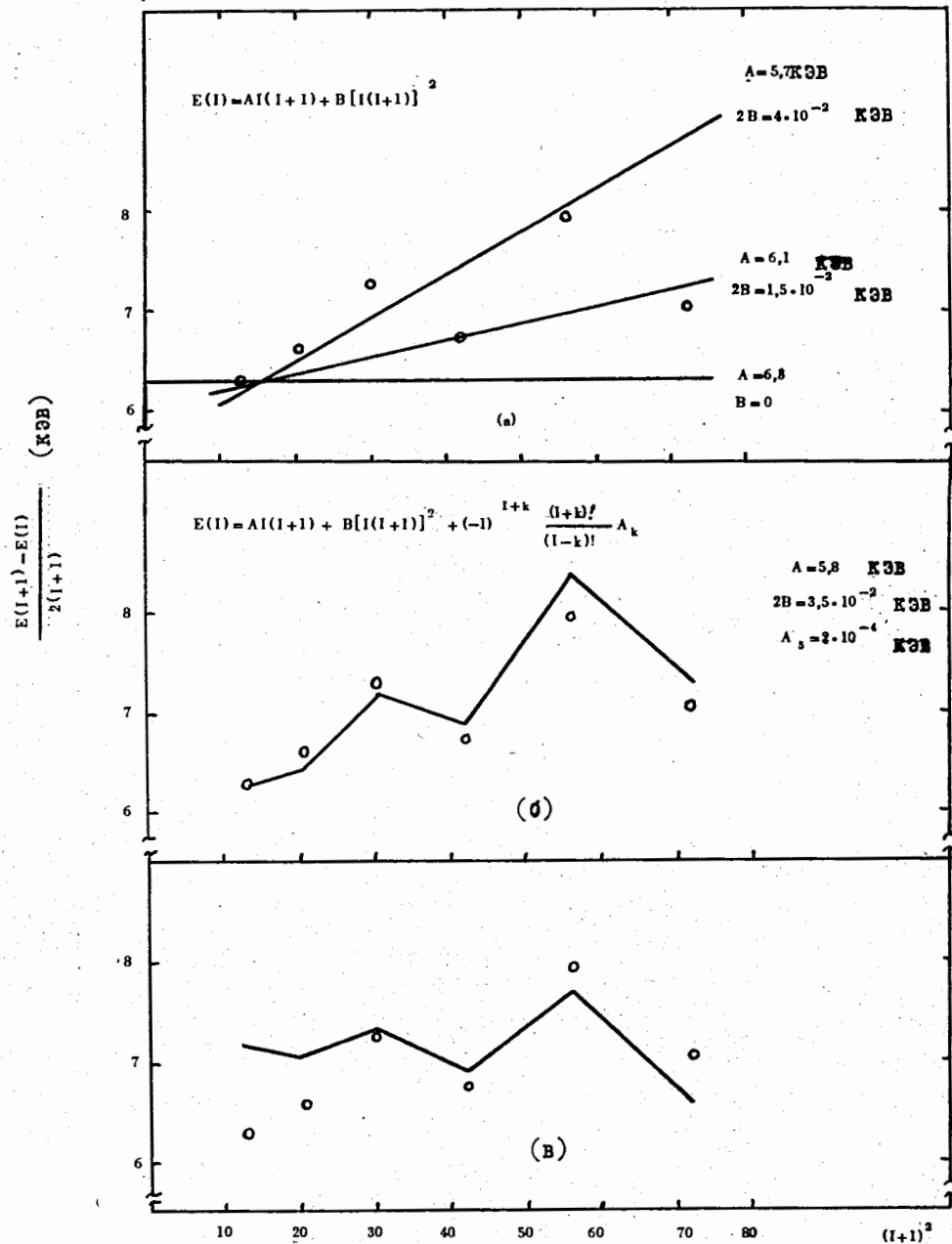


Рис.2. Зависимость $\frac{E(I+1) - E(I)}{2(I+1)}$ от $(I+1)^2$ для ротационной полосы $5/2^+ [642]$ в ^{161}Dy . Кружочки - эксперимент, а) и б) - феноменологическое описание с двумя и тремя параметрами соответственно, в) - теоретические расчеты при $\hbar^2/2J = 6,3$ кэВ.

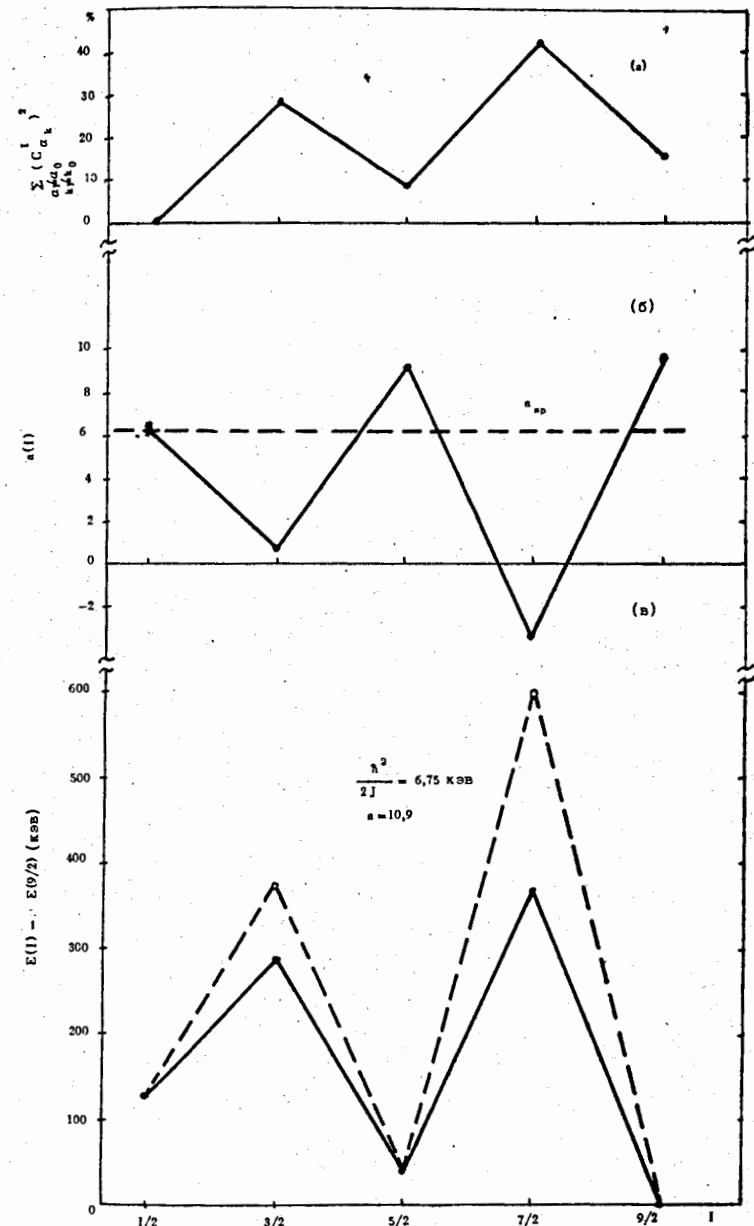


Рис.3. Нейтронные состояния $1/2^+ [660]$.

Сплошные линии - теоретические расчеты при $\hbar^2/2J = 6$ кэВ
 а) полных примесей; б) параметра развязывания $\alpha(I)$;
 в) энергии ротационной полосы.
 Пунктирные линии:
 б) одночастичное значение параметра развязывания; в) энергии ротационной полосы, вычисленные по формуле (10).

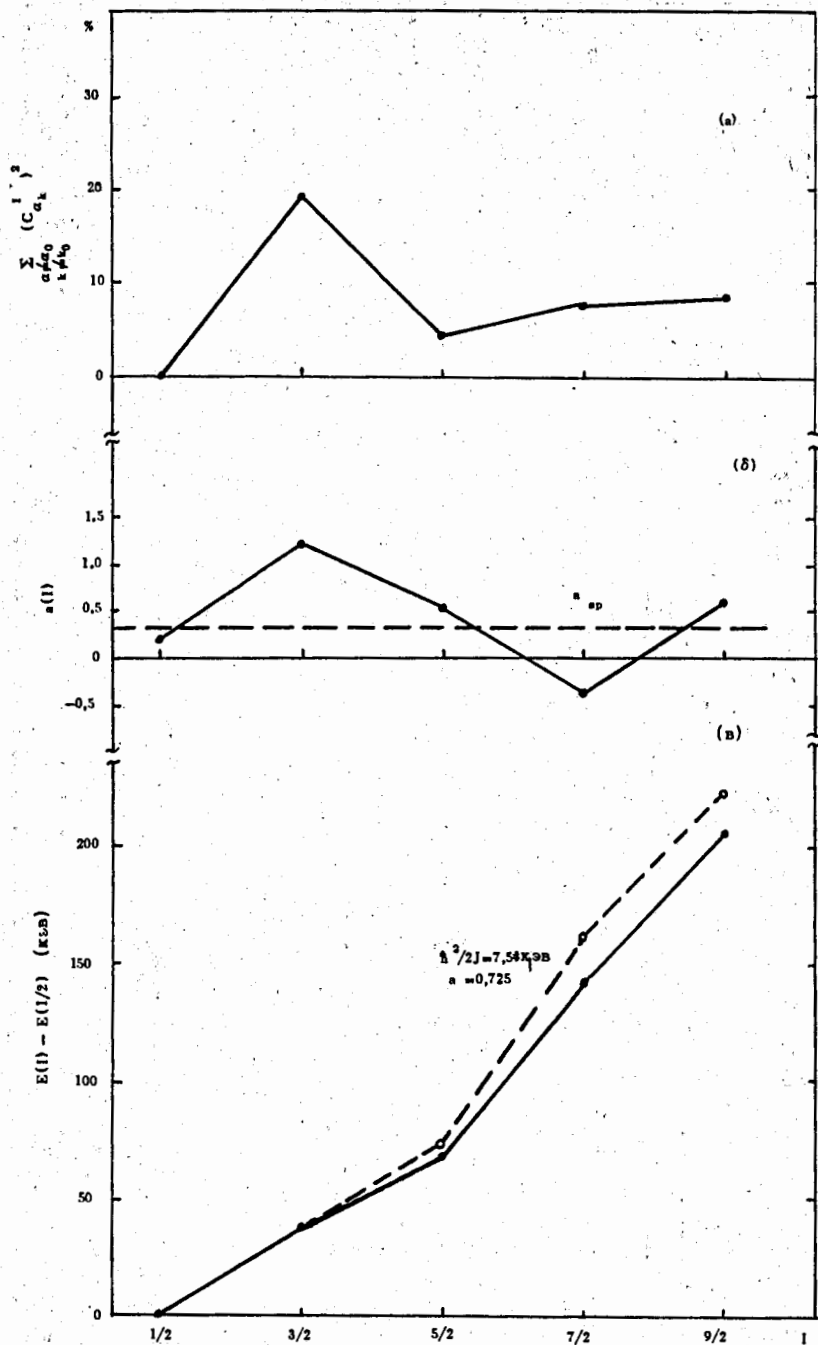


Рис.4. Нейтронные состояния $1/2 [400]$. См. подпись к рис. 3.