

ԵՐ ԶՐԳԵՐ ԲՈՍՏՈՆՏ
ԱՆՏԻՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԲՈՒՄԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՒՏ

ԵՓԻ-ԴՓ-5(70)

Ր.Ա.Տարդյան

ԱԴԻԱՎԱՏԻԿԵՍԿԱ ՄՕԴԵԼԻ ԴԼՅ
ՈՒԱԿՏԻԱԿԱԿԱՆ ՈՒՇԵՏՆԻԿԱՆ ԵԴԵՐ
ՏՕ ՏԻՆՈՄ $5/2$ և $7/2$

— АРУС



ԵՐ Ե

1970

ԵՐԵՎԱՆ

The adiabatic model of non-axial nuclei with a spin

of 5/2 and 7/2

R.A.Sardarian

A model of odd-mass atomic nuclei consisting of a core and external nucleon moving in the core's field is considered. The nuclear core may have non-axial shape but the non-axiality must not be large. The external nucleon has conserved total angular momentum and its z component. The effect of non-axiality on ground and anomalous bands is discussed. The rotational spectra of nuclei (ground and anomalous bands) based on a single-particle state with a spin of 5/2 and 7/2 are readily described by two parameters. Spectra of nuclei of Re¹⁸³, Re¹⁸⁵, Re¹⁸⁷, Yb¹⁶⁹, Yb¹⁷¹, Yb¹⁷³, Er¹⁶⁹, Er¹⁷¹ with the ground state spin 5/2 and nuclei of Ho¹⁶⁵, Ho¹⁷⁷, Dy¹⁶⁵, Dy¹⁶⁹, Yb¹⁶⁹, Yb¹⁷⁵, Er¹⁶⁷, Er¹⁶⁹, Er¹⁷¹, Hf¹⁷⁷ and Hf¹⁷⁹ with the ground state spin 7/2 are compared with the theory.

Рассматривается модель нечетного атомного ядра, состоящего из остова и внешнего нуклона, движущегося в поле остова. Остов ядра может иметь неаксиальную форму, но неаксиальность не должна быть очень велика. Внешний нуклон имеет сохраняющийся полный момент количества движения и проекцию на ось \tilde{z} . Изучается влияние неаксиальности на основную и аномальную вращательную полосы. Вращательный спектр ядер (основная и аномальная полосы), построенный на одночастичном состоянии со спином 5/2 и 7/2, успешно описывается при помощи двух параметров. С теорией сравниваются спектры ядер Re¹⁸³, Re¹⁸⁵, Re¹⁸⁷, Yb¹⁶⁹, Yb¹⁷¹, Yb¹⁷³, Er¹⁶⁹, Er¹⁷¹, имеющих в основном состоянии спин 5/2, и ядер Ho¹⁶⁵, Lu¹⁷⁷, Dy¹⁶⁵, Dy¹⁶⁹, Yb¹⁷⁵, Er¹⁶⁷, Er¹⁶⁹, Er¹⁷¹, Hf¹⁷⁷, Hf¹⁷⁹, имеющих в основном состоянии спин 7/2.

В работах [1-3] была рассмотрена модель нечетного атомного ядра, состоящего из неаксиального остова и внешнего нуклона, у которого сохраняется момент количества движения j , но не сохраняется ее проекция Ω в собственной системе координат на ось \tilde{z}' , совпадающую с осью симметрии ядра при исчезновении неаксиальности. Такая модель давала возможность учесть взаимодействие одночастичных состояний как между собой, так и с коллективными степенями свободы. В частном случае малой неаксиальности, рассмотренном в работах [4,5], взаимодействие одночастичных состояний и построенных на них вращательных полос сводится к кориолисовому взаимодействию. Было показано [5], что кроме основной полосы возникают аномальные полосы. Эти аномальные полосы, лежащие достаточно высоко при малых γ , опускаются с ростом неаксиальности и при $\gamma \geq 15-20^\circ$ сильно смешиваются с основной вращательной полосой (см. напр. [1]). Волновая функция таких состояний содержит примеси как различных значений Ω , так и K , т.е. происходит перепутывание одночастичных и коллективных степеней

свободы. Это означает отказ от широко используемого (особенно в теории четно-четных ядер) адиабатического приближения.

Хотя в нечетных ядрах адиабатическое приближение менее всего приемлемо, в ряде случаев оно может быть использовано, имея в виду следующие два обстоятельства. Во-первых, кориолисово взаимодействие часто оказывается достаточно малым, во-вторых, как было показано в работах [2,3], $|\Omega|$ для состояний, относящихся к основной и аномальной вращательным полосам, мало меняется вплоть до $\gamma \approx 15 - 20^\circ$ и равно спину основного состояния вращательной полосы. Эти два обстоятельства дают возможность сформулировать довольно простую для расчетов модель, позволяющую исследовать основную и аномальную вращательные полосы при отклонении формы ядра от аксиально-симметричной до $\gamma \sim 15-20^\circ$ для ядер с $I_0 \gg 5/2$.

Предполагается, что наряду со всеми ограничениями, присущими модели [1], Ω является хорошим квантовым числом. Как и в [1], спин основного состояния ядра определяется моментом внешнего нуклона и, кроме того, I_0 (спин осн. сост) = $j = \Omega$.

Следует отметить, что адиабатическая модель неаксиального нечетного ядра развивалась также в работах [6, 7], в которых предполагалось, что j не является хорошим квантовым числом, а внешний нуклон движется в поле несимметричного гармонического осциллятора. Вращательный гамильтониан диагонализировался в предположении, что внутреннее состояние, определяемое волновыми функциями Ньютона [8], не меняется в течение вращательного движения. Однако предлагаемая в настоящей работе модель, хотя и содержит более грубые предположения, отличается простотой и меньшим порядком матриц, которые приходится диагонализировать.

Исходные уравнения

Запишем гамильтониан системы в виде

$$H = H_{vib} + H_{rot} + H_{int}, \quad (1)$$

где

$$H_{vib} = -\frac{\hbar^2}{2B\beta^2} \left\{ \frac{1}{\beta^2} \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} \right) + \frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right) \right\} - \frac{C}{2} (\beta - \beta_0)^2 - \frac{B\omega_2^2 \beta_0^2}{2} (\gamma - \gamma_0)^2, \quad (2)$$

$$H_{rot} = \frac{\hbar^2}{8B\beta^2} \sum_{\kappa=1}^3 \frac{(\hat{I}_\kappa - \hat{j}_\kappa)^2}{\sin^2(\gamma - \frac{2}{3}\pi\kappa)}, \quad (3)$$

$$H_{int} = -T(r)\beta \left\{ \cos \gamma (3\hat{j}_3^2 - \hat{j}^2) + \sqrt{3} \sin \gamma (\hat{j}_1^2 - \hat{j}_2^2) \right\}. \quad (4)$$

Уравнение, относящееся к переменным $\gamma \theta_i$, будет иметь вид (см., напр., [1])

$$(\hat{L} + \hat{\Omega} - \Lambda) \phi(\gamma \theta_i) = 0, \quad (5)$$

где

$$\hat{L} = -\frac{1}{\sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right) + D(\gamma - \gamma_0)^2, \quad (6)$$

$$\hat{\Omega} = -\frac{1}{3\hbar^2} \left\{ \cos \gamma [3\hat{j}_3^2 - j(j+1)] - \sqrt{3} \sin \gamma (\hat{j}_1^2 - \hat{j}_2^2) \right\} + \frac{1}{3} \Gamma_1(\gamma) [I(I+1) - \hat{j}_3^2] - \frac{1}{3} \Gamma_2(\gamma) [j(j+1) - \hat{j}_3^2] -$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{2}{3} \Gamma_1(\gamma) (\hat{I}_1 \hat{J}_1 + \hat{I}_2 \hat{J}_2) + \frac{1}{3} \Gamma_2(\gamma) (\hat{I}_1^2 - \hat{I}_2^2) + \\
 & + \frac{1}{3} \Gamma_3(\gamma) (\hat{J}_1^2 - \hat{J}_2^2) - \frac{2}{3} \Gamma_3(\gamma) (\hat{I}_1 \hat{J}_1 - \hat{I}_2 \hat{J}_2) + \frac{1}{12} \Gamma_3(\gamma) (\hat{I}_3 - \hat{J}_3)^2 \quad (7)
 \end{aligned}$$

После введения упрощающего предположения $\Omega = const$ те члены в (7), которые связывают состояния с различными Ω , должны быть опущены, т.е. члены, пропорциональные $(\hat{I}_1 \hat{J}_1 + \hat{I}_2 \hat{J}_2)$; $(\hat{I}_1 \hat{J}_1 - \hat{I}_2 \hat{J}_2)$ и $(\hat{J}_1^2 - \hat{J}_2^2)$. Тогда (7) переищется в виде

$$\begin{aligned}
 \hat{\Omega} = & -\frac{1}{3\gamma} \cos \gamma [3\hat{J}_3^2 - j(j+1)] + \frac{1}{3} \Gamma_1(\gamma) [j(j+1) - \hat{J}_3^2] + \\
 & + \frac{1}{3} \Gamma_1(\gamma) [I(I+1) - \hat{I}_3^2] + \frac{1}{3} \Gamma_2(\gamma) (\hat{I}_1^2 - \hat{I}_2^2) + \Gamma_3(\gamma) \frac{(\hat{I}_3 - \hat{J}_3)^2}{12} \quad (8)
 \end{aligned}$$

После введения функции

$$\Psi = \sqrt{|8 \sin 3\gamma|} \Phi \quad (9)$$

уравнение (5) запишется в виде

$$\begin{aligned}
 \gamma \frac{\partial^2}{\partial \gamma^2} + \frac{\partial}{\partial \gamma} + \frac{2}{4} - \frac{1}{4} \frac{1}{\sin^2 3\gamma} - D(\gamma - \gamma_0)^2 - \frac{1}{3\gamma} [3\Omega^2 - j(j+1)] \cos \gamma - \\
 - \frac{1}{3} \Gamma_1(\gamma) [j(j+1) - \Omega^2] - \frac{1}{3} \Gamma_2(\gamma) (\hat{I}_1^2 - \hat{I}_2^2) - \\
 - \frac{1}{3} \Gamma_3(\gamma) [I(I+1) - K^2] - \Gamma_3(\gamma) \frac{m^2}{3} - \Lambda \} \Psi = 0, \quad (10)
 \end{aligned}$$

где

$$D = \left(\frac{3\omega_1 \beta^2}{4} \right)^2, \quad \xi = \frac{\gamma^2}{6\omega \beta^2 \langle T \rangle} \quad (11)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \Gamma_1(\gamma) = \frac{3 \sin^2 \gamma}{\sin^2 3\gamma} (2 + \cos 2\gamma); \quad \Gamma_2(\gamma) = -\frac{3\sqrt{3} \sin^2 \gamma}{\sin^2 3\gamma} \sin 2\gamma; \\
 \Gamma_3(\gamma) = \frac{3}{\sin^2 \gamma},
 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$K - \Omega = 2m; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (13)$$

Последнее (13) вытекает из свойств симметрии волновой функции.

Предположим, что все зависящие от γ величины в уравнении (10) в нулевом приближении можно заменить равновесным значением γ_0 . Тогда уравнение (10) можно записать в виде

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - D z^2 - R(\gamma_0, \theta_0) + \Lambda' \right] \Psi(z, \theta_0) = 0, \quad (14)$$

где

$$z = \gamma - \gamma_0, \quad (15)$$

$$\begin{aligned}
 \Lambda' = \Lambda + \frac{9}{4} + \frac{9}{45 \sin^2 3\gamma_0} + \frac{\cos 3\gamma_0}{3\gamma_0} [3\Omega^2 - j(j+1)] - \\
 - \frac{1}{3} \Gamma_1(\gamma_0) [j(j+1) - \Omega^2], \quad (16)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 R(\gamma_0, \theta_0) = \frac{1}{3} \Gamma_1(\gamma_0) [I(I+1) - K^2] + \frac{1}{3} \Gamma_2(\gamma_0) (\hat{I}_1^2 - \hat{I}_2^2) + \\
 + \Gamma_3(\gamma_0) \frac{(K - \Omega)^2}{12}. \quad (17)
 \end{aligned}$$

В уравнении (14) переменные z и θ_0 разделяются. Возьмем его в виде следующие два уравнения:

$$[R(\gamma, \theta_i) - \varepsilon] u(\theta_i) = 0, \quad (18)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - D z^2 + \mathcal{L} \right] g(z) = 0, \quad (19)$$

$$\Psi(z, \theta_i) = u(\theta_i) g(z), \quad (20)$$

$$\mathcal{L} = \Lambda' - \varepsilon. \quad (21)$$

Решение уравнения (18) ищем в виде

$$u^{I\tau}(\theta_i) = \sum_K A_K^{I\tau}(\gamma_0) |IK\tau\rangle, \quad (22)$$

где

$$|IK\tau\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left\{ D_{MK}^{I\tau}(\theta_i) \varphi_{\Omega}^{j(\omega)} + (-1)^{I-j} D_{M, -K}^{I\tau}(\theta_i) \varphi_{-\Omega}^{j(\omega)} \right\}, \quad (23)$$

Подставляя (22) в (18), получаем следующую систему алгебраических уравнений:

$$\sum_K \left\{ A_K^{I\tau}(\gamma_0) \langle IK\tau | R | IK\tau \rangle - \varepsilon(I) A_K^{I\tau}(\gamma_0) \delta_{KK'} \right\} = 0. \quad (24)$$

Собственные значения $\varepsilon(I, \gamma_0)$ определяются решением секулярного уравнения

$$\det \| \langle IK\tau | R | IK\tau \rangle - \varepsilon(I, \gamma_0) \delta_{KK'} \| = 0. \quad (25)$$

Выпишем отличные от нуля матричные элементы оператора $R(\gamma, \theta)$

$$\begin{aligned} \langle IK\tau | R | IK\tau \rangle &= \frac{1}{3} \Gamma_1(\gamma_0) \{ [I(I+1) - K^2] - \\ &- (-1)^{I-j} (I+\frac{1}{2})(j+\frac{1}{2}) \delta_{K\frac{1}{2}} \delta_{\Omega\frac{1}{2}} \} + \Gamma_3(\gamma_0) \frac{(K-\Omega)^2}{12}, \quad (26) \end{aligned}$$

$$\langle JK\tau | R | I, K\pm 2, \tau \rangle = \frac{\Gamma_2(\gamma_0)}{6} \sqrt{(I\pm K)(I\pm K+1)(I\mp K+1)(I\mp K+2)}. \quad (27)$$

Уравнение (24) решалось на ЭВМ "Раздая-3". Порядок диагонализированных матриц определяется выражением $n = I + \frac{1}{2}$ и при $I = 2\frac{1}{2}$ достигает 12, в то время как в работе [1] порядок матрицы $n = (I + \frac{1}{2})(j + \frac{1}{2})$ и при $I = 2\frac{1}{2}, j = \frac{1}{2}$ $n = 48$. Собственные значения энергии зависят только от одного параметра - параметра неаксиальности γ_0 , тогда как в [1] имеется дополнительная зависимость от ξ , параметра, характеризующего связь одночастичного и вращательного движений.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов вычислений и сравнению с опытом, рассмотрим предельный вид уравнения (10) при малых γ . Для этого разложим (10) в ряд по малым γ , воспользовавшись разложениями

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_1(\gamma) &\approx 1 - \frac{2}{3} \gamma^2, \\ \Gamma_2(\gamma) &\approx -\frac{2\sqrt{5}}{3} \gamma, \\ \Gamma_3(\gamma) &\approx \frac{5}{\gamma^2} + 1 + \frac{1}{4} \gamma^2. \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Ограничимся членами второго порядка малости по γ . Тогда уравнение (10) запишется в виде

$$\left[\frac{2^2}{\gamma^2} - D'\gamma^2 + \frac{1-4m^2}{4\gamma^2} + \frac{2\sqrt{3}}{3} \gamma (\hat{i}_1^2 - \hat{i}_2^2) - \frac{1}{3} [I(I+1) - K^2] + \Lambda' \right] \Psi = 0, \quad (29)$$

где

$$D' = D - \frac{2^2}{16} - \frac{1}{6\gamma} [3\Omega^2 - j(j+1)] + \frac{2}{3} [j(j+1) - \Omega^2] - \frac{2}{3} [I(I+1) - K^2] - \frac{m^2}{12}, \quad (30)$$

$$\Lambda' = \Lambda + 3 - \frac{1}{3} [j(j+1) - \Omega^2] - \frac{m^2}{3}. \quad (31)$$

Единственный член, перемешивающий состояния с различными K , равен $\frac{2\sqrt{3}}{3} \gamma (\hat{i}_1^2 - \hat{i}_2^2)$. При $\gamma \rightarrow 0$ он мал, поэтому K можно считать хорошим квантовым числом, а уравнение (29) примет вид

$$\left(\frac{2^2}{\gamma^2} - D'\gamma^2 + \frac{1-4m^2}{4\gamma^2} - \frac{1}{3} [I(I+1) - K^2] + \Lambda' \right) \Psi = 0. \quad (32)$$

Из уравнения (32) видно, что при возбуждении аномальных вращательных полос каждому $m^2 \neq 0$ соответствуют две полосы, начинающиеся уровнями со спинами $I = \Omega - 2$ и $I = \Omega + 2$, причем каждая из них имеет последовательность уровней, задаваемую формулой $E(I) = AI(I+1)$. Если отсчитывать энергии аномальных уровней от уровня, с которого начинается аномальная полоса, то при $\gamma \rightarrow 0$ имеет место следующее соотношение:

$$\frac{E(I = \Omega - 1; K = \Omega - 2)}{E(I = \Omega + 2; K = \Omega + 2)} = \frac{\Omega - 1}{4}. \quad (33)$$

Это означает, что положение аномальной полосы, соответствующей $K = \Omega + 2$, строго определяется положением полосы с $K = \Omega - 2$. В частности, для $\Omega = 5/2$, $E(3/2, 1/2) : E(5/2, 3/2) = 3/4$, а для $\Omega = 7/2$, $E(5/2, 3/2) : E(7/2, 5/2) = 5/4$. Отметим, что (33) имеет место при $\Omega > 3/2$.

Наконец, заметим, что при малых γ эффективная потенциальная энергия γ -колебаний имеет вид

$$V(\gamma) = D'\gamma^2 - \frac{1-4m^2}{\gamma^2}, \quad (34)$$

где D' определяется выражением (30). При этом для состояний с $m^2 = 0$ в точке $\gamma = 0$ этот потенциал имеет бесконечно глубокий минимум. Для состояний с $m^2 \neq 0$ минимум имеет конечную глубину и находится в точке $\gamma_0 \neq 0$, т.е. ядро приобретает эффективную неакомальность.

Сравнение теории с экспериментом

На рис. 1 и 2 представлен энергетический спектр в зависимости от параметра неаксиальности γ , полученный в результате диагонализации матрицы (25) для ядер, спин основного состояния которых равен $5/2$. Эта система уровней зависит от двух параметров: I) от параметра (обозначим его A''), имеющего тот же смысл, что и параметры A и A' в формулах

$$E(I) = AI(I+1) + BI^2(I+1)^2, \quad (35)$$

$$E(I) = A' \left\{ I(I+1) + (-1)^{I+1/2} (I+1/2) a \delta_{K, 1/2} \right\}, \quad (36)$$

2) параметра неаксиальности γ . Для удобства пользования и наглядности на рис.1 приведены основная вращательная полоса до уровня со спином $I = 23/2$ и два уровня аномальной полосы - нижайший со спином $I = 1/2$ и уровень с $I = (9/2)_3$. На рис.2 представлена аномальная полоса, энергетические уровни которой отсчитываются от нижайшего аномального уровня с $I = 1/2$. Хотя кривые приведены до $\gamma = 30^\circ$, следует помнить, что смысл они могут иметь до $\gamma \approx 20^\circ$. При сравнении с экспериментом параметр γ выбирается таким образом, чтобы энергия уровня с $I = 1/2$ была близка к экспериментальной. Из рис.1 видно, что малые изменения γ слабо влияют на основную вращательную полосу, но довольно сильно изменяют положение уровня $I = 1/2$, а тем самым и всей аномальной полосы относительно основной. Энергетический масштаб на рис.1, и 2 определяется с помощью экспериментальной энергии первого возбужденного состояния. Другими словами это означает выбор параметра A'' .

Аномальная полоса для ядер с $I = 5/2$ начинается с уровня со спином $I = 1/2$. Вращательные полосы, начинающиеся с уровня со спином $I/2$, обычно описываются формулой (36), где a - известный параметр развязывания, определяемый формулой

$$-(-1)^{I+1/2} (I + 1/2) a = \langle 1MKQ | (\hat{I}_1^2 + \hat{I}_2^2) | 1MKQ \rangle. (37)$$

Матричный элемент в (37), как известно, отличен от нуля только для случая $K = 1/2$, $Q = 1/2$ благодаря свойствам симметрии волновой функции ядра, имеющей для этого случая вид

$$\langle 1MKQ | \sim D_{M, 1/2}^I \varphi_{1/2}^j + (-1)^{I-j} D_{M, -1/2}^I \varphi_{-1/2}^j \quad (38)$$

В случае $j = \Omega = 5/2$ аномальная полоса имеет $|K| = 1/2$, поэтому приближенно волновая функция состояний аномальной полосы будет иметь вид

$$\langle 1MKQ | \sim D_{M, 1/2}^I \varphi_{1/2}^j + (-1)^{I-j} D_{M, -1/2}^I \varphi_{-1/2}^j \quad (39)$$

Легко видеть, что для волновой функции (39) матричный элемент в (37) будет равен нулю. Это означает, что параметр развязывания для аномальной полосы в адиабатическом приближении будет строго равен нулю. Отклонение его от нуля может служить мерой неадиабатичности вращательного и одночастичного движений.

На рис.3 проводится сравнение теоретических и экспериментальных уровней ядра Re^{183} . В этом ядре два уровня $I/2 + 870,4$ кэв и $3/2 + 954,9$ кэв интерпретируются как уровни аномальной вращательной полосы, или, что то же самое, γ -колебательные уровни. Теоретический спектр при $\gamma = 13^\circ 10'$ довольно хорошо описывает основную вращательную полосу до довольно больших значений спинов ($I_{max} = 23/2$) и, кроме того, дает близкие к экспериментальным значения энергии и спинов аномальной полосы. Ряд уровней, которые известны экспериментально и которые относят к другим одночастичным состояниям с вращательными полосами на них, на рисунке не приводятся, так как согласно принятому адиабатическому приближению теория их не рассматривает. Формула (35) также неплохо описывает экспериментальную вращательную полосу. Это

говорит о том, что член $BI^2(I+1)^2$ отражает взаимодействие вращений о γ -колебаниями.

В табл. I сведены все значения параметров, при которых проводилось сравнение теории с экспериментом. На рис. 4 с теорией сравниваются уровни ядра Re^{185} . Параметр a , определенный по первым трем уровням аномальной полосы, равен 0,39, поэтому здесь следует ожидать влияния неадиабатических эффектов. Это ядро рассматривалось в работе [1]. Хотя уровни аномальной полосы несколько отличаются по энергии от экспериментальных, параметр развязывания, рассчитанный по теоретическим уровням, полученным в [1], оказывается равным 0,35. В Re^{187} (рис. 5) ситуация схожа с Re^{185} . Эмпирический параметр развязывания равен 0,38, а рассчитанный по теоретическим уровням [1] 0,34. Таким образом, есть основания полагать, что в изотопах рения существенен учет неадиабатики и для них будет более последовательным подход [1], который при более удачной подгонке параметров может дать лучшее согласие с экспериментом. Кроме того, учет неадиабатики может особенно сказаться на электромагнитных переходах.

На рис. 6, 7, 8 проводится сравнение уровней изотопов иттербия с теорией. В работах [14, 15] вращательная полоса в Yb^{169} , построенная на уровне $I/2-8I3,4$ кэв., интерпретируется как γ -колебательная полоса, построенная на одночастичном состоянии $5/2-[5I2]$, $19I$, кэв. Кроме того, в эксперименте наблюдается много других вращательных полос, и, казалось бы, что и здесь существенна неадиабатика. Однако из рис. 6 видно, что для данного ядра наблюдается особенно хорошее согласие теории с экспериментом, причем параметр развязывания для аномальной полосы оказался здесь небольшим (см. табл. I). Аналогично обстоит дело с ядрами

Yb^{171} и Yb^{173} (рис. 7 и 8), хотя их параметр развязывания несколько больше, чем у Yb^{169} . Следует, однако, отметить, что в [15] вращательная полоса на уровне $I/2-103I$ кэв в ядре Yb^{173} интерпретируется как основная вращательная полоса, построенная на уровне с нильссоновскими асимптотическими квантовыми числами $I/2-[5I0]$. Это означает, что сравнение теоретического и экспериментального спектра еще недостаточно для окончательного вывода о свойствах вращательной полосы и следующим шагом должно быть исследование электромагнитных свойств. На рис. 9 и 10 сравниваются с теорией уровни ядер Er^{169} и Er^{171} , где также наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом. Из табл. I видно, что у всех рассмотренных ядер параметр B , определенный в формуле (35), по порядку величины равен $-A \cdot 10^{-3}$. При этом параметр γ для этих ядер $\leq 17^\circ$. Однако имеются случаи, когда параметр B , определенный по первым трем уровням вращательной полосы, велик. Например, вращательная полоса, построенная на уровне $5/2-[5I2]$, 609 кэв ядра Er^{163} , имеет $A=16,3$ кэв, $B=0,139$ кэв. В этом случае формула (35) теряет смысл, так как, например, для $I=21/2$ второй член в (35) становится по абсолютной величине больше первого. Из рис. I видно, что при $\gamma=20^\circ$ отношение $E(9/2) : E(11/2)$ близко к экспериментальному и можно предполагать, что большое значение параметра B свидетельствует о значительной неаксиальности ядра.

На рис. II и 12 представлен энергетический спектр в зависимости от параметра неаксиальности для ядер со спином $7/2$. Так же как и в случае ядер со спином $5/2$ основная и аномальная вращательные полосы представлены раздельно и зависят они от двух параметров:

параметра A'' и параметра неаксиальности γ . Как уже отмечалось выше, кривые имеют смысл при $\gamma \leq 20^\circ$. Это связано с тем обстоятельством, что гамильтониан (1) инвариантен относительно преобразования

$$\left. \begin{aligned} \gamma &\rightarrow \frac{\pi}{3} - \gamma, \\ \beta &\rightarrow -\beta \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

(см., напр. [1]). Приближение $\Omega = \text{const}$ нарушает эту инвариантность. Физически это связано с тем, что преобразование $\gamma \rightarrow 60^\circ - \gamma$ означает переход от вытянутой формы ядра к сплюснутой. При этом меняется ось симметрии ядра. Если при $\gamma = 0^\circ$ ось симметрии была направлена по x , то при $\gamma = 60^\circ$ ось симметрии направлена по y . С этим связано то, что при $\gamma = 60^\circ$ Ω не может быть интегралом движения, если смысл ее остается проекцией на ось x . Поэтому приближение $\Omega = \text{const}$ будет справедливо до тех пор, пока ось x может приблизительно считаться осью симметрии, т.е. при не очень больших значениях γ , скажем до $\gamma \leq 20^\circ$. При сравнении теории с экспериментом параметры A'' и γ выбираются так же, как для случая ядер со спином $5/2$. На рис. 13 проводится сравнение теоретических и экспериментальных уровней ядра Ho^{165} . Легко видеть, что адиабатическая теория, развиваемая в настоящей работе, дает неплохое согласие с экспериментом, причем адиабатический спектр очень близок к неадиабатическому, относящемуся к одночастичному состоянию с $|\Omega| = 7/2$ и рассчитанному в работе [3]. При этом основной вращательной полосе также соответствуют две аномальные, причем, как отмечалось выше, положение аномальной полосы, соответствующей $K = \Omega + 2$, строго определено положением полосы с $K = \Omega - 2$. Однако в экс-

перименте уровни $11/2^-$, 687 кэв и $13/2^-$, 815 кэв интерпретируются как аномальные уровни с $K = \Omega - 2$. Их положение довольно существенно отличается от предсказываемого теорией. Если эксперименты подтвердятся, этому факту нужно будет найти объяснение. Следует, однако, отметить, что положение первого из этих уровней близко к теоретическому $13/2^-$, 700 кэв, принадлежащему полосе с $K = \Omega + 2$, а второго — к уровню $11/2^-$, 860 кэв полосы с $K = \Omega - 2$. Формула (35) также дает хорошее согласие с экспериментом, однако, для описания основной и двух аномальных полос с $K = \Omega - 2$ и $K = \Omega + 2$ потребовалось бы восемь параметров, тогда как в настоящей работе всего два. Конкретные значения параметров, используемых при сравнении с опытом даны в таблице 2. Параметры A' и B' также относятся к формуле (35), но примененной для описания аномальной полосы. На рис. 14 сравниваются теоретические и экспериментальные спектры ядра Lu^{177} . В этом ядре наблюдается аномальная полоса с $K = \Omega + 2$. Теория хорошо описывает эту аномальную полосу, однако, представляет большой интерес поиск в этом ядре аномальной полосы с $K = \Omega - 2$. Энергетическое расщепление полос с $K = \Omega - 2$ и $K = \Omega + 2$ могло бы быть дополнительным критерием применимости модели. На рис. 15-22 теоретический спектр сравнивается с экспериментальными спектрами ядер Dy^{165} , Yb^{169} , Yb^{175} , Er^{167} , Er^{169} , Er^{171} , Hf^{177} , Hf^{179} . Во всех случаях наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом. Особый интерес представляет ядро Hf^{177} (рис. 21), спектр которого промерен до уровней с довольно большими значениями спина. Введение неаксиальности, как и в случае ядер со спином $5/2$, приводит к некоторому опусканию уровней с большими спинами по сравнению с положением, даваемым формулой $E(I) = AI(I+1)$, что

улучшает согласие теории с экспериментом. Этой же цели служит введение члена $\theta I^2(I+1)^2$ в формуле (35). Однако введение неаксиальности не только улучшает основной вращательный спектр ядра, но задает также положение аномальных полос. Пока в эксперименте наблюдаются только аномальные полосы с $K = Q - 2$. Поиски возбужденных состояний, которые можно было бы отнести в аномальной полосе с $K = Q + 2$, представляют большой интерес. При этом следует иметь в виду, что сравнение теоретического и экспериментального спектров еще недостаточно для однозначной интерпретации спектра, поэтому необходимо дальнейшее исследование свойств аномальных полос, в частности, электромагнитных переходов как между уровнями аномальной полосы, так и с уровнями аномальной полосы на уровне основной. Что же касается энергетического спектра, то можно сделать следующий вывод. Адиабатическая модель неаксиального нечетного ядра удовлетворительно описывает основную вращательную полосу, одну аномальную и предсказывает положение второй аномальной полосы с $|m| = 1$ ядер, спин основного состояния которых равен $5/2$ и $7/2$. Кроме того, в теории автоматически получаются аномальные полосы с $|m| = 2, 3, \dots$ и т.д.

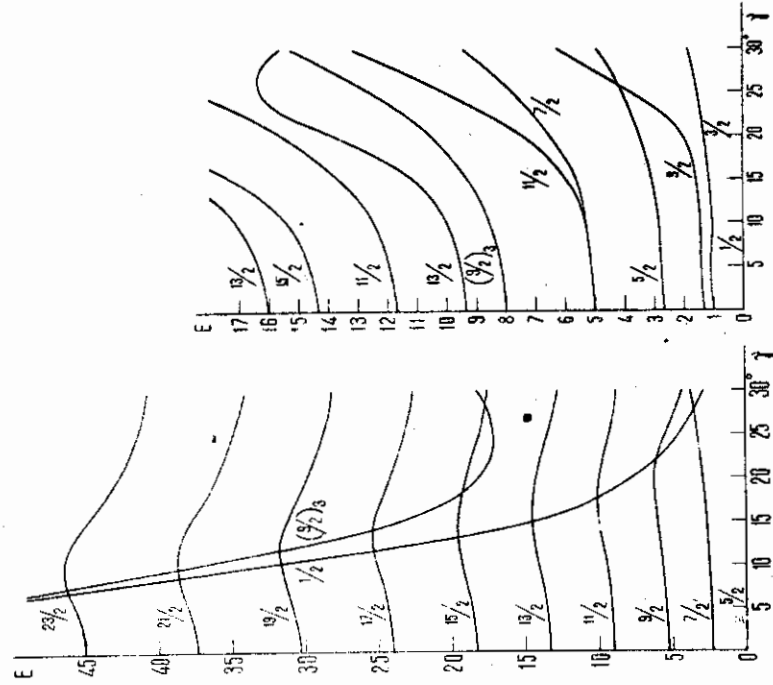
В заключение автор выражает благодарность В.Овчаренко и И.Кашубе за обсуждение результатов, а также В.Погосяну за помощь, оказанную при программировании.

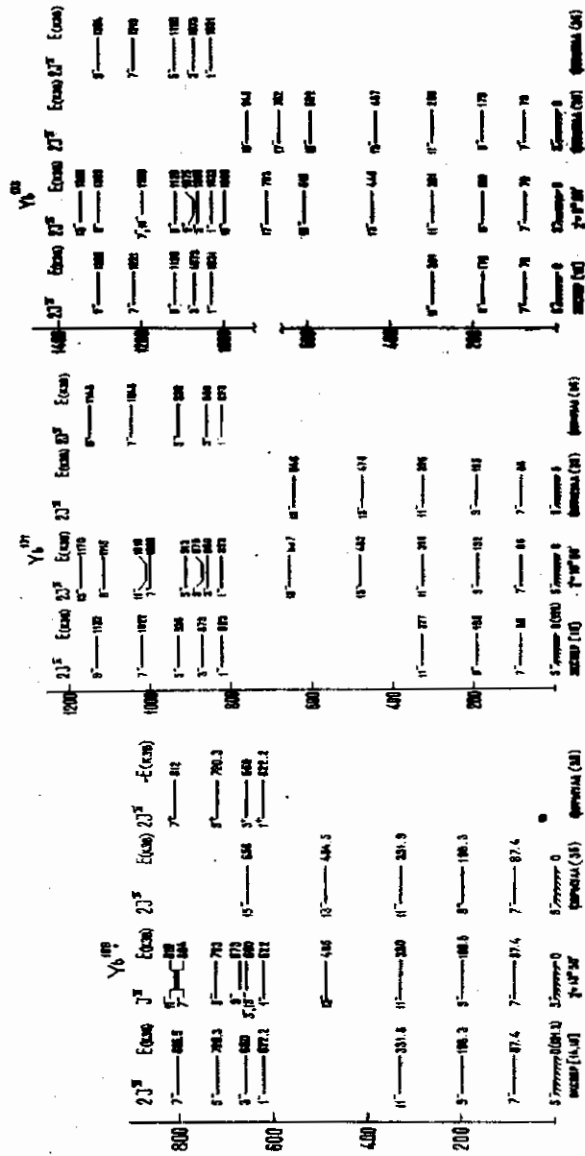
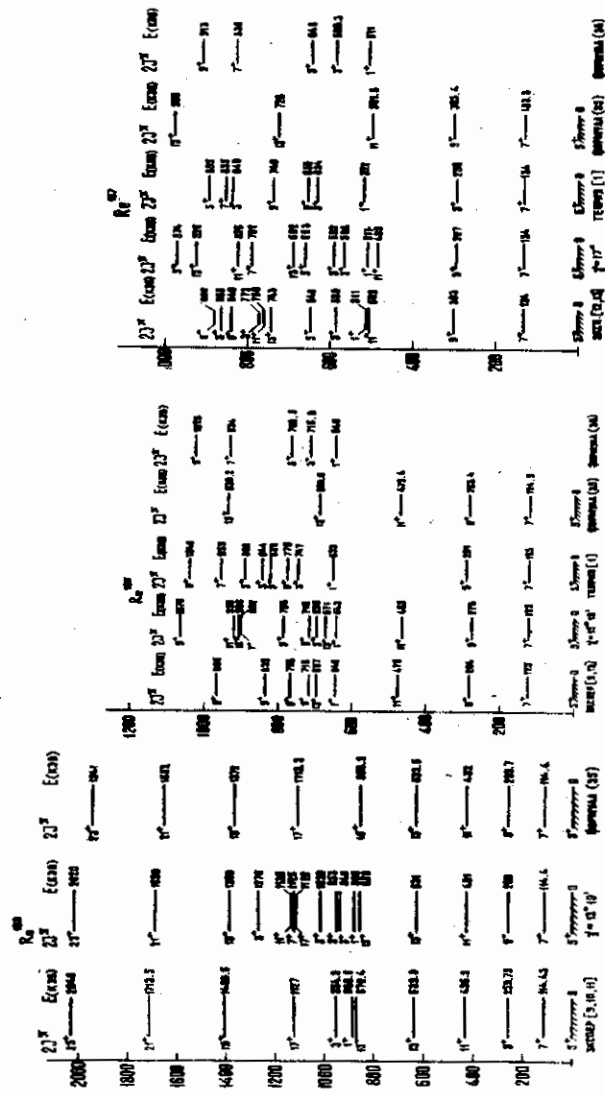
Таблица I

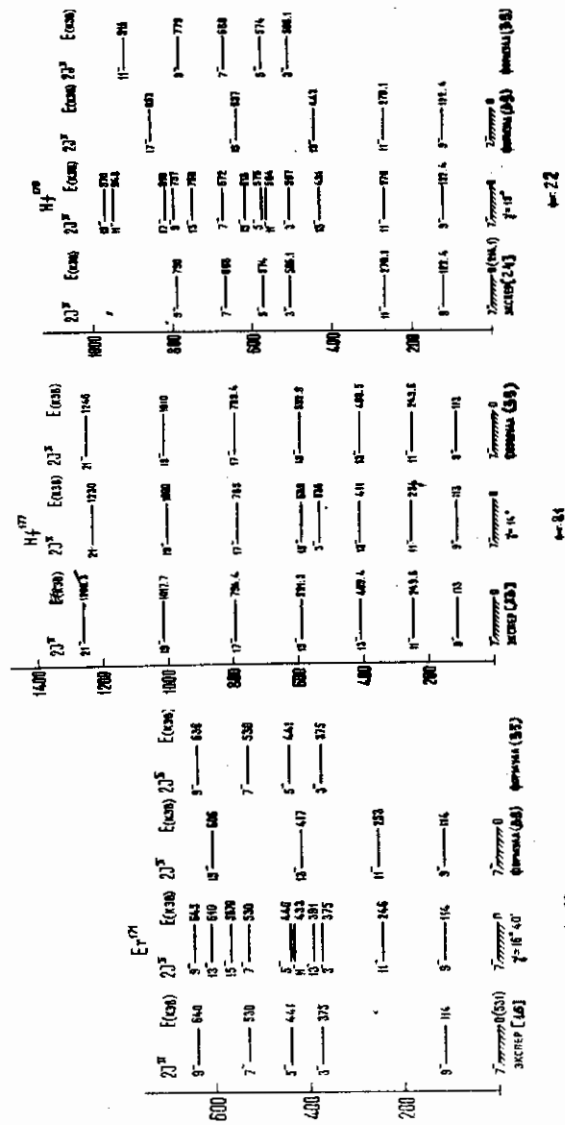
ЯДРО	A	B	A'	Q	A''	γ
Re ¹⁸³	16,7	-0,015	21,8	-	13,6	13 ⁰ 10
Re ¹⁸⁵	18,3	-0,018	17,0	0,39	15,4	15 ⁰ 10
Re ¹⁸⁷	19,8	-0,0276	18,9	0,38	15,9	17 ⁰
Yb ¹⁶⁹	12,8	-0,0118	12,7	0,0097	11,0	13 ⁰ 30
Yb ¹⁷¹	12,6	-0,0116	14,0	0,189	11,2	10 ⁰ 50
Yb ¹⁷³	11,6	-0,0108	11,8	0,189	10,5	9 ⁰ 50
Er ¹⁶⁹	12,4	-0,009	11,1	0,025	10,5	14 ⁰ 40
Er ¹⁷¹	10,7	+0,0153	11,5	0,13	9,7	12 ⁰

Таблица 2

ЯДРО	A	B	A'	B'	A''	γ
H_{α}^{165}	10,53	-0,0028	11,13	-0,0049	9,6	13°10
Li^{177}	13,76	-0,0064	13,7	+0,0048	12,9	10°
Dy^{165}	9,14	0,0032	9,01	+0,0053	8,7	12°20
Yb^{169}	7,1	0,019	8,35		7,5	10°05
Yb^{175}	11,8	-0,0046	12,7	-0,036	10,8	11°10
Er^{167}	8,5	0,0068	8,0	0,02	8,2	12°
Er^{169}	14,0	-0,05	10,85	0,076	9,9	17°40
Er^{174}	12,65		13,7	-0,041	10,8	16°40
Hf^{179}	14,0	-0,009	13,4	-0,0143	12,0	15°
Hf^{177}	12,85	-0,0073			11,4	15°







Подписи к рисункам

- Фиг.1 Основная вращательная полоса и два уровня (нижайший и уровень со спином 9/2 ($K=1/2$)) аномальной полосы с $m=1$ в зависимости от параметра неаксиальности γ для ядер со спином 5/2.
- Фиг.2 Аномальная вращательная полоса с $m=1$, отсчитываемая от нижайшего аномального уровня, в зависимости от параметра γ для ядер со спином 5/2.
- Фиг.3 Экспериментальные и теоретические спектры ядра Re^{183} . В первом столбце (слева направо) даны экспериментальные значения энергий и спинов, во втором - рассчитанные в настоящей работе, в третьем - по формуле (35).
- Фиг.4 То же, что на фиг.3, для ядра Re^{185} . Но в третьем столбце расчеты работы [1], в четвертом основная вращательная полоса по формуле (35), в пятом - аномальная полоса по формуле (36).
- Фиг.5 То же, что на фиг.4, для Re^{187} .
- Фиг.6 То же, что на фиг.4, для Yb^{169} , но в третьем столбце расчеты основной вращательной полосы по формуле (35), а в четвертом - аномальной полосы по формуле (36).
- Фиг.7. То же, что на фиг.6, для Yb^{171} .
- Фиг.8. То же, что на фиг.6, для Yb^{173} .
- Фиг.9. То же, что на фиг.6, для Er^{169} .
- Фиг.10 То же, что на фиг.6, для Er^{171} .

Фиг.11 Основная вращательная полоса и два уровня (нижайший и уровень со спином $11/2$ ($K=3/2$)) аномальной полосы с $m=1$ в зависимости от параметра неаксиальности γ для ядер со спином $7/2$.

Фиг.12 Аномальная вращательная полоса с $m=1$, отсчитываемая от нижайшего аномального уровня, в зависимости от параметра γ для ядер со спином $7/2$.

Фиг.13. Экспериментальные и теоретические спектры ядра Ho^{165} . В первом столбце (слева направо) даны экспериментальные значения энергий и спинов, во втором – рассчитанные в настоящей работе, в третьем – расчеты работы [1], в четвертом и пятом – основная и аномальная вращательные полосы, рассчитанные по формуле (35).

Фиг.14 То же что на фиг.13, для Lu^{177} , без расчетов работы [1].

Фиг.15 То же, что на фиг.14, для ядра Dy^{165} .

Фиг.16 То же, что на фиг. 14, для ядра Yb^{169} ,

Фиг.17 То же, что на фиг. 14, для ядра Yb^{175} .

Фиг.18 То же, что на фиг. 14, для ядра Er^{167} .

Фиг.19. То же, что на фиг.14, для ядра Er^{169} .

Фиг.20 То же, что на фиг.14, для ядра Er^{171} .

Фиг.21 Экспериментальные, рассчитанные в настоящей работе и по формуле (35) энергии и спины ядра Hf^{177} .

Фиг.22 То же, что на фиг.14, для ядра Hf^{179} .

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Пашкевич, Р.А.Сардарян, *Nuclear Physics* 65, 401, 1965, Изв.АН СССР, серия физич., 28, 1188, 1964.
2. В.В.Пашкевич, Изв.АН СССР, серия физич., 30, 258, 1966.
3. И.Е.Кашуба, УФЖ, 12, 525, 1967.
4. А.С.Давыдов, Р.А.Сардарян, ЖЭТФ, 40, 1429, 1961.
5. А.С.Давыдов, Р.А.Сардарян, *Nuclear Physics*, 37, 106, 1962.
6. K.Hecht, G.R.Satchler, *Nuclear Physics*, 32, 286, (1962).
7. L.w.Person, J.O.Rasmussen, *Nuclear Physics*, 36, 666, 1962.
8. T.D.Newton, *Can. J. Physics*, 38, 700, 1960.
9. B.Harmatz, T.H.Handley, *Nuclear Physics*, A121, 481, 1968.
10. J.O.Newton, *Nuclear Physics* A108, 353, 1968.
11. Б.А.Агеев, В.И.Гаврилюк и др. "Программа и тезисы XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра", часть I, Ленинград, 1970.
12. K.Maack Bisgard, E.Veje, *Nuclear Physics*, A103, 545, 1967.
13. T.Nagarajan, et al., *Phys. Rev.*, 178, 1968, 1969.
14. Н.А.Бонч-Осмоловская и др., Изв.АН СССР, серия физич., 34 1970.
15. D.G.Burke et al., *Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk.*, 35, no2, 1966
16. P.O.Tjøn, v.Elbek, *Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk.*, 37, no7, 1969.
17. О.Натан, С.Г.Нильссон, в книге "Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия" под редакцией К.Зигбана, вып. 2, Атомиздат, М., 1969.
18. М.Р.Бейтмань, Н.Д.Крамер и др., "Программа и тезисы XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра", часть I, Ленинград, 1970.

19. R.K. Shaline et al., Phys. Rev., 136, B351, 1964.
20. O.W. Schult et al., Z. fur Physik, 182, 171, 1964.
21. W. Bondarenko et al., Nuclear Physics, A102, 577, 1967.
22. L. Funke et al., Nuclear Physics, A118, 97, 1968.
23. F.M. Bernthal, J.O. Rasmussen, Nuclear Physics, A101, 513, 1967.
24. P. Manfrass et al., Nuclear Physics, A102, 563, 1967.

Рукопись поступила 9-июня 1970г.

Заказ 1056

ВФ-03923

Тираж 300

Множительно-копировальный сектор Ереванского физического
института, Ереван 36, Маршарна 2