

ВРАЩЕНИЕ НЕЧЕТНОГО ЯДРА В КВАДРАТИЧНОЙ КРЕНКИНГ-МОДЕЛИ

© 1995 г. В. В. Мазепус

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск

Поступила в редакцию 06.06.94 г.

Рассмотрена модель ядерного вращения, в которой условие, ограничивающее пространство пробных состояний, квадратично по угловому моменту. Показано, что в случае четного ядра она приводит к правильному моменту инерции. Для нечетных ядер и не слишком больших угловых моментов получена приближенная форма этой модели. Проведено сравнение со стандартной кренкинг-моделью и моделью "частица плюс ротор".

Для описания ротационных возбуждений в деформированных нечетных ядрах в настоящее время используются, главным образом, две модели. Первая из них – частица плюс ротор (PRM) – несмотря на ее феноменологический характер, сохраняет привлекательность благодаря ясным физическим предположениям, лежащим в ее основе, хотя она, по-видимому, способна воспроизвести энергии искаженных кориолисовым взаимодействием состояний только при условии искусственного уменьшения кориолисовых матричных элементов [1, 2]. Вторая – самосогласованная кренкинг-модель (СМ) – последовательно микроскопична, сравнительно проста и в целом довольно хорошо воспроизводит энергии вращательных уровней в ядрах редкоземельной области [3]. В то же время условие, ограничивающее пространство пробных состояний в этой модели, имеет явно полуклассический характер, поэтому ее применимость, по крайней мере, в случае нечетного ядра и не слишком больших угловых моментов вызывает серьезные сомнения. Так, в противоречии с высказывавшимися утверждениями [3, 4], она не выводима в рамках метода проектирования [5]. Кроме того, она не согласуется с решением простой микроскопической модели [6].

Существенным недостатком СМ является также то обстоятельство, что она, вообще говоря, не сходится к точному решению при расширении класса пробных функций до полного пространства многочастичных состояний. Действительно, в этом случае условие ограничения для четной системы

$$\langle J_x \rangle = \sqrt{I(I+1)}, \quad (1)$$

где I – заданное значение спина, а J_x – x -компонента оператора углового момента, приводит к тому, что даже при замене "квазиклассического" корня $\sqrt{I(I+1)}$ на I решением вариационной задачи

является то из точных состояний с моментом $I' \geq I$ и проекцией на ось квантования x , равной I , которое имеет минимальную энергию. Таким образом, правильные решения воспроизводятся лишь при монотонном росте энергии с ростом момента. Аналогичная ситуация имеет место и в случае нечетного ядра. Между тем немонотонная зависимость энергии от момента в нечетных ядрах является, скорее, правилом, чем исключением, если речь идет о полосах, сильно искаженных кориолисовым взаимодействием.

По этим причинам представляются естественными попытки заменить явно квазиклассическое уравнение (1) физически более ясным условием

$$\langle J^2 \rangle = I(I+1), \quad (2)$$

приводящим, однако, при $I \sim 1$ и ограничении хартри-фоковскими состояниями к нефизическому моменту инерции, не сходящемуся в пределе большого числа частиц к твердотельному значению. Это обстоятельство связано с тем, что ограничение пространства пробных волновых функций состояниями хартри-фоковского типа само по себе приводит к решениям с большой дисперсией углового момента. В самом деле, абсолютный минимум энергии, т.е. минимум, полученный без каких-либо ограничений, отвечает в этом случае основному состоянию, имеющему в четной системе спин 0. Такой минимум достигается на волновой функции $|0\rangle$, представляющей собой вакуум квазичастиц деформированного ядра с фиксированной ориентацией. Если z – ось симметрии системы, то

$$J_z|0\rangle = 0,$$

$$\langle 0|J^2|0\rangle = 2\langle 0|J_y^2|0\rangle \gg 1.$$

Таким образом, условие (2) плохо согласуется с данным выбором пространства пробных состояний.

Простейший способ преодолеть указанную трудность состоит, по-видимому, в замене уравнения (2) менее сильным условием

$$\langle \mathbf{J}^2 \rangle_I - \langle \mathbf{J}^2 \rangle_{I'} = I(I+1) - I'(I'+1), \quad (3)$$

где $\langle \dots \rangle_I$ означает усреднение по хартри-фоковскому или БКШ-состоянию, отвечающему спину I . В этом условии, очевидно, сокращается аддитивная часть дисперсии углового момента, возникающая из-за ограниченности пространства пробных состояний и не связанная тем самым с физически осмысленной картиной ядерного вращения. Кроме того, при расширении пространства состояний оно приводит к точному решению. Наконец, в квазиклассическом пределе оно равносильно условию (1).

В силу произвольности "точки перенормировки" I' уравнение (3) эквивалентно равенству

$$\langle \mathbf{J}^2 \rangle_I = I(I+1) + \Gamma. \quad (4)$$

Здесь Γ – аддитивная константа, которая может быть определена минимизацией энергии без ограничений, что соответствует низшему по энергии состоянию полосы:

$$\Gamma = \langle \mathbf{J}^2 \rangle_{abs} - I_0(I_0 + 1), \quad (5)$$

$\langle \dots \rangle_{abs}$ – усреднение по состоянию абсолютного минимума, I_0 – спин этого состояния.

Рассмотрим следствия модели принудительно-го вращения с ограничивающим условием (4) при не слишком больших спинах (далее эта модель именуется квадратичной кренкинг-моделью, сокращенно – QСМ).

Пусть для определенности многочастичный гамильтониан H содержит только квадруполь-квадрупольное и парное взаимодействия. Его представление в квазичастицах, определенных относительно хартри-фок-боголюбовского основного состояния четной системы $|0\rangle$, имеет вид

$$H = \sum_1 E_1 \alpha_1^+ \alpha_1 + (H_{1234}^{40} \alpha_1^+ \alpha_2^+ \alpha_3^+ \alpha_4^+ + \text{э. с.}) + (H_{1234}^{31} \alpha_1^+ \alpha_2^+ \alpha_3^+ \alpha_4^+ + \text{э. с.}) + H_{1234}^{22} \alpha_1^+ \alpha_2^+ \alpha_3^+ \alpha_4^+. \quad (6)$$

Здесь $E_1 = \sqrt{\epsilon_1^2 + \Delta^2}$ – энергия квазичастиц, ϵ_1 – деформированное среднее поле, Δ – параметр щели. Величины H^{40} , H^{31} , H^{22} , а также тождества, связывающие матричные элементы одночастичных операторов квадрупольного и углового моментов, приведены, например, в Приложениях статьи [5].

В случае четного ядра пробная волновая функция может быть записана в форме

$$|\Phi\rangle = N \exp(d_{12} \alpha_1^+ \alpha_2^+) |0\rangle \quad (7)$$

с произвольной антисимметричной матрицей d_{12} (N – нормировочный множитель). Без ограниче-

ния общности допустимо предполагать, что d_{12} имеет такие же свойства симметрии, как x -компонента одночастичного момента $(\mathbf{J})_{12}$.

Варьированию подлежит величина

$$w = \langle \Phi | H - \zeta \mathbf{J}^2 | \Phi \rangle, \quad (8)$$

включающая левую часть условия (4) с множителем Лагранжа ζ . Определим вспомогательные суммы, через которые выражается функционал w , а также некоторые константы:

$$\theta_1 = 4 \sum_{12} d_{12} (J_x^{20})_{12}^*, \quad \theta_2 = 4 \sum_{12} E_{12} |d_{12}|^2, \quad (9)$$

$$D_1 = 2 \sum_{12} E_{12} d_{12} (J_x^{20})_{12}^*,$$

$$D = \langle 0 | J_x^2 | 0 \rangle = 2 \sum_{12} |(J_x^{20})_{12}|^2, \quad (10)$$

$$\frac{D^2}{\theta_Y} = \frac{3}{2} \kappa Q_0^2 = \sum_{12} E_{12} |(J_x^{20})_{12}|^2.$$

Здесь $E_{12} = E_1 + E_2$, κ – квадруполь-квадрупольная константа связи, Q_0 – статический квадрупольный момент, $(J_x^{20})_{12}$ – коэффициенты квазичастичного представления полного углового момента:

$$(J_x^{20})_{12} = -\frac{1}{2} J_{12}^x \eta_{12}^{(-)}, \quad (11)$$

$$\eta_{12}^{(-)} = u_1 v_2 - v_1 u_2,$$

где u_1, v_1 – коэффициенты преобразования Боголюбова, знаком "тильда" обозначено T -сопряженные. Тогда во 2-м порядке по d и главном порядке по когерентности

$$w = \frac{1}{2} \theta_2 + \frac{\theta_Y}{8D^2} (D_1 - D_1^*)^2 - 2\zeta D - \frac{\zeta}{4} (\theta_1 + \theta_1^*)^2. \quad (12)$$

Варьируя (12) по d_{12}^* и пользуясь равенствами (9) как условиями согласования, находим

$$d_{12} = \frac{C}{\theta_0} \frac{(J_x^{20})_{12}}{E_{12}} + iA (J_x^{20})_{12}, \quad (13)$$

$$\zeta = 1/2\theta_0, \quad (14)$$

где θ_0 – момент инерции стандартной кренкинг-модели:

$$\theta_0 = 4 \sum_{12} \frac{|(J_x^{20})_{12}|^2}{E_{12}}, \quad (15)$$

С и А – константы, не определяющиеся вариационным уравнением. Второй член в правой части (13)

отвечает повороту координатных осей; таким образом, величина A не входит в энергию и средний квадрат момента и остается неопределенной. Величину C следует определить из уравнения (4). Решение (13) приводит к следующим выражениям для энергии и момента:

$$\langle \Phi | H | \Phi \rangle = \frac{C^2}{2\theta_0}, \quad (16)$$

$$\langle \Phi | J^2 | \Phi \rangle = 2D + C^2. \quad (17)$$

Поскольку в четном ядре основное состояние имеет нулевой спин,

$$\Gamma = \langle 0 | J^2 | 0 \rangle = 2D. \quad (18)$$

Следовательно,

$$C^2 = I(I+1), \quad (19)$$

$$\mathcal{E} = \langle \Phi | H | \Phi \rangle = \frac{I(I+1)}{2\theta_0}. \quad (20)$$

Отбор физически осмысленных состояний (в данном случае – состояний с четными I) осуществляется условием симметрии [4]

$$e^{i\pi J_x} |\Phi\rangle = |\Phi\rangle, \quad (21)$$

совместимым с (13) и не требующим введения дополнительных множителей Лагранжа. Таким образом, в случае четного ядра QCM приводит к моменту инерции стандартной кренкинг-модели с дополнительным условием (1).

В случае нечетной системы пробную функцию представим в виде

$$|\Psi\rangle = N f_1 \alpha_1^+ e^{\Sigma} |0\rangle, \quad \Sigma = \sum_{23} d_{23} \alpha_2^+ \alpha_3^+, \quad (22)$$

матрица d_{12} считается малой. Условие симметрии, отбирающее физические решения, имеет теперь форму [3, 7]

$$e^{i\pi J_x} |\Psi\rangle = i(-1)^{I-1/2} |\Psi\rangle. \quad (23)$$

Удобно нормировать волновую функцию (22) так, что

$$f^+ f \equiv \sum_1 f_1^* f_1 = 1, \quad \langle \Psi | \Psi \rangle = 1. \quad (24)$$

Тогда, сохраняя обозначения (9, 10), во втором порядке по d и в главном порядке по когерентности получаем

$$\langle \Psi | H | \Psi \rangle = f^+ E f + \frac{1}{2} \theta_2 + \frac{\theta_Y}{8D^2} (D_1 - D_1^*)^2, \quad (25)$$

$$\langle \Psi | J^2 | \Psi \rangle = 2D + \langle [JJ] \rangle + \langle J_x^{11} \rangle (\theta_1 + \theta_1^*) + \frac{1}{4} (\theta_1 + \theta_1^*)^2. \quad (26)$$

Здесь и далее угловыми скобками обозначается усреднение одночастичных матриц по "вектору состояния" f ; в уравнении (26) использована сокращенная запись

$$[JJ]_{12} \equiv \sum_3 \left[(J_v^{11})_{13} (J_v^{11})_{32} + 4 (J_v^{20})_{13} (J_v^{20})_{32}^* \right] + \delta_{12} (j_z)_1^2 = \xi_{12}^{(+)} \sum_3 j_{13}^v \frac{\epsilon_3}{E_3} j_{32}^v + \eta_{12}^{(+)} \sum_3 j_{13}^v \frac{\Delta}{E_3} j_{32}^v + \delta_{12} (j_z)_1^2, \quad v = x, y, \quad (27)$$

по индексу v предполагается суммирование; коэффициенты $(J_v^{11})_{12}$, $\xi_{12}^{(\pm)}$ и $\eta_{12}^{(\pm)}$ определяются согласно формулам

$$(J_v^{11})_{12} = j_{12}^v \xi_{12}^{(-)}, \quad (28)$$

$$\xi_{12}^{(\pm)} = u_1 u_2 \mp v_1 v_2, \quad \eta_{12}^{(\pm)} = u_1 v_2 \pm v_1 u_2. \quad (29)$$

Варьируя функционал $W = \langle \Psi | H - \zeta J^2 | \Psi \rangle$ по d_{12}^* , находим

$$d_{12} = iA (J_x^{20})_{12} + B \frac{(J_x^{20})_{12}}{E_{12}}, \quad B = \frac{2\zeta \langle J_x^{11} \rangle}{1 - 2\zeta \theta_0}, \quad (30)$$

A произвольно.

Отсюда следует, что

$$\langle \Psi | H | \Psi \rangle = \langle E \rangle + \frac{1}{2} \theta_0 B^2, \quad (31)$$

$$\langle \Psi | J^2 | \Psi \rangle = 2D + \langle [JJ] \rangle + 4\theta_0 \zeta \frac{1 - \theta_0 \zeta}{(1 - 2\theta_0 \zeta)^2} \langle J_x^{11} \rangle^2. \quad (32)$$

Вариация W по f^+ с учетом нормировки f приводит к задаче на собственные значения

$$(E - [JJ] - 2\zeta \theta_0 B J_x^{11}) f = \nu f. \quad (33)$$

Энергия нечетной системы \mathcal{E} связана с собственным значением ν соотношением

$$\mathcal{E} = \nu + \zeta \langle [JJ] \rangle + 2\zeta^2 \theta_0 \frac{3 - 4\zeta \theta_0}{(1 - 2\zeta \theta_0)^2} \langle J_x^{11} \rangle^2. \quad (34)$$

Условие согласования (4) запишем в виде

$$\langle \Psi | J^2 | \Psi \rangle - 2D = I(I+1) + \gamma, \quad (35)$$

$\gamma \sim 1$ и не зависит от I . Величина γ определяется минимизацией энергии без дополнительных условий, что должно приводить к определению наименьшего по энергии состояния рассматриваемой

полосы. Если пометить величины, относящиеся к этому состоянию, индексом 0, то

$$(d_{12})_0 = 0, \quad E f^0 = E_0 f^0, \quad (36)$$

где E_0 – минимальная квазичастичная энергия состояний с данной четностью, и тогда

$$\gamma = \langle [\mathbf{J}\mathbf{J}] \rangle_0 - I_0(I_0 + 1). \quad (37)$$

Из (32) и (35) следует

$$\langle [\mathbf{J}\mathbf{J}] \rangle + \frac{4\theta_0 \zeta (1 - \theta_0 \zeta)}{(1 - 2\theta_0 \zeta)^2} \langle J_x^{11} \rangle^2 = I(I + 1) + \gamma. \quad (38)$$

Уравнения (33), (34) и (38) определяют f , \mathcal{E} и ζ .

Практически более удобна другая форма этой модели ($z = 2\zeta\theta_0$):

$$(E - \frac{z}{2\theta_0} [\mathbf{J}\mathbf{J}] - \Omega J_x^{11}) f = \nu f,$$

$$\langle J_x^{11} \rangle + \frac{z - 1 + \sqrt{2z - z^2}}{z^2} \theta_0 \Omega = \sqrt{I(I + 1) + \gamma - \langle [\mathbf{J}\mathbf{J}] \rangle}, \quad (39)$$

$$\mathcal{E} = \langle E \rangle + \frac{\theta_0 \Omega^2}{2z^2}, \quad \Omega \theta_0 = \frac{z^2}{1 - z} \langle J_x^{11} \rangle$$

с искусственно введенной “угловой частотой” Ω .

Имея в виду сравнение с обычной кренкинг-моделью, перепишем эти уравнения, определив новую “угловую частоту” ω так, чтобы в условии согласования момента входил член $\theta_0 \omega$:

$$(E - \frac{z}{2\theta_0} [\mathbf{J}\mathbf{J}] - k \omega J_x^{11}) f = \nu f,$$

$$\langle J_x^{11} \rangle + \theta_0 \omega = \sqrt{I(I + 1) + \gamma - \langle [\mathbf{J}\mathbf{J}] \rangle},$$

$$\mathcal{E} = \langle E \rangle + \frac{k^2}{2z^2} \theta_0 \omega^2, \quad (40)$$

$$\theta_0 \omega = \frac{z - 1 + \sqrt{2z - z^2}}{1 - z} \langle J_x^{11} \rangle,$$

$$k = \frac{z^2}{\sqrt{z(2 - z)} + z - 1}.$$

Сопоставляя уравнения (40) со стандартной формой адиабатической кренкинг-модели [8]

$$(E - \omega J_x^{11}) f = \beta f,$$

$$\langle J_x^{11} \rangle + \theta_0 \omega = \sqrt{I(I + 1) - \langle J_z^2 \rangle}, \quad (41)$$

$$\mathcal{E} = \langle E \rangle + \frac{1}{2} \theta_0 \omega^2,$$

закключаем, что главным отличием QCM от кренкинг-модели при малых угловых моментах явля-

ется перенормировка в (40) кориолисова взаимодействия, поскольку в области редкоземельных ядер приближенно сохраняется одночастичный угловой момент j , порождающий подоболочку деформированных состояний, и, следовательно,

$$\langle [\mathbf{J}\mathbf{J}] \rangle = j(j + 1), \quad (42)$$

$$\gamma = j(j + 1) - I_0(I_0 + 1).$$

Коэффициент перенормировки кориолисовых сил k может, очевидно, принимать значения как большие, так и меньшие единицы.

Для того чтобы сравнить уравнения адиабатической QCM с моделью “частица + ротор”, введем базис одночастичных состояний

$$|1\rangle = |\alpha K\rangle =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} (|\alpha K\rangle + (-1)^{I-1/2+N} |\alpha, -K\rangle), \quad K > 0, \quad (43)$$

где K – собственное значение матрицы j_z , N – номер оболочка, α – дополнительные квантовые числа, $|\alpha K\rangle$ – нильссоновские состояния. Этот базис явно учитывает условие симметрии (23). Матричные элементы оператора энергии для спина I в QCM по волновым функциям (43) имеют вид

$$\mathcal{H}'_{\alpha K, \alpha' K} = \delta_{\alpha \alpha'} \left[\frac{z}{2\theta_0} \langle [\mathbf{J}\mathbf{J}] \rangle + \frac{z^2}{2\theta_0} \frac{3 - 2z}{(1 - z)^2} \langle J_x^{11} \rangle^2 + E_{\alpha K} \right] - \frac{z}{2\theta_0} [\mathbf{J}\mathbf{J}]_{\alpha K, \alpha' K} + \frac{1}{2\theta_0} (-1)^{I+1/2} \frac{z^2}{1 - z} \langle J_x^{11} \rangle a_{\alpha \alpha'} \delta_{K, 1/2}, \quad (44)$$

$$\mathcal{H}'_{\alpha K+1, \alpha' K} =$$

$$= -\frac{1}{2\theta_0} \frac{z^2}{1 - z} \langle J_x^{11} \rangle (j_+)_{\alpha K+1, \alpha' K} \xi_{\alpha K+1, \alpha' K}^{(-)}, \quad (45)$$

где $j_+ \equiv j_x + ij_y$, $a_{\alpha \alpha'}$ – параметры развязки, а среднее значение $\langle J_x^{11} \rangle$ вычисляется по собственной функции “гамильтониана” \mathcal{H} .

В приближении (42) оператор \mathcal{H} приобретает форму

$$\mathcal{H}'_{KK} \approx \frac{z(3 - 2z)}{2\theta_0(2 - z)} [I(I + 1) - I_0(I_0 + 1)] + E_K + \frac{1}{2\theta_0} (-1)^{I+1/2} (I + \frac{1}{2}) a_1 \delta_{K, 1/2}, \quad (46)$$

$$\mathcal{H}'_{K+1, K} = -\frac{1}{2\theta_0} \frac{z^2}{\sqrt{z(2 - z)}} \times \sqrt{I(I + 1) - I_0(I_0 + 1)} (j_+)_{K+1, K} \xi_{K+1, K}^{(-)}. \quad (47)$$

Здесь введен новый коэффициент развязки

$$a_I = a \frac{\sqrt{I(I+1) - I_0(I_0+1)}}{I+1/2} \quad (48)$$

и использовано уравнение (38), приближенно сводящееся к соотношению

$$\frac{\sqrt{z(2-z)}}{1-z} \langle J_x^{11} \rangle = \sqrt{I(I+1) - I_0(I_0+1)}. \quad (49)$$

Условие (49) определяет величину z .

В этом же приближении гамильтониан PRM определяется равенствами

$$H_{KK}^I \approx \frac{1}{2\theta_0} [I(I+1) + j(j+1) - 2K^2] + E_K + \frac{1}{2\theta_0} (-1)^{I+1/2} (I + \frac{1}{2}) a \delta_{K, 1/2}, \quad (50)$$

$$H_{K+1, K}^I = -\frac{1}{2\theta_0} \sqrt{I(I+1) - K(K+1)} \times (j_+)^{K+1, K} \xi_{K+1, K}^{(-)}. \quad (51)$$

Таким образом, уравнения (46), (47) отличает от уравнений (50), (51) следующее:

- 1) усредняется зависимость от K в первом члене правой части равенства (50) и в подкоренном выражении соотношения (51),
- 2) параметр развязки уменьшается и зависит от I ,
- 3) перенормируется момент инерции остова

$$\theta_0 \rightarrow \theta_0 \frac{2-z}{z(3-2z)},$$

4) недиагональный матричный элемент гамильтониана (51) умножается на фактор $z^{3/2}(2-z)^{-1/2}$, что приводит к перенормировке кориолисова взаимодействия относительно чисто вращательного члена с коэффициентом

$$P_{cor} = \frac{\sqrt{z(2-z)}}{3-2z}. \quad (52)$$

Из этих отличий последние два, по-видимому, наиболее существенны.

Косвенно оценить влияние отмеченных перенормировок можно по величине момента инерции нечетного ядра в предположении о малости кориолисова взаимодействия. В этом случае, исходя из уравнений QCM в форме (39) и принимая приближение (42), получаем

$$\frac{\sqrt{z(2-z)}}{1-z} \langle J_x^{11} \rangle = \sqrt{I(I+1) - I_0(I_0+1)}, \quad (53)$$

$$\langle J_x^{11} \rangle = \Omega \vartheta_\alpha, \quad \vartheta_\alpha = 2 \sum_{l \neq \alpha} \frac{|(J_x^{11})_{l\alpha}|^2}{E_l - E_\alpha}, \quad (54)$$

где индексом α обозначен одночастичный уровень с минимальной энергией квазичастицы. Из соотношения (53) следует положительность z при $I > I_0$.

Далее, из дополнительного (по отношению к кренкинг-модели) условия в системе уравнений (39) следует

$$\frac{1-z}{z^2} = \frac{\vartheta_\alpha}{\theta_0} \equiv r, \quad z = \frac{\sqrt{4r+1} - 1}{2r}. \quad (55)$$

Второе решение ($z < 0$) нефизично.

Уравнения (53), (54) с численным значением z , найденным из (55), определяют "угловую частоту" Ω :

$$\Omega = \frac{1}{\theta_0} \frac{z^{3/2}}{(2-z)^{1/2}} \sqrt{I(I+1) - I_0(I_0+1)}. \quad (56)$$

Наконец, энергия в этом приближении имеет вид

$$\mathcal{E} = \text{const} + \frac{I(I+1)}{2\theta_{QCM}}, \quad (57)$$

где

$$\theta_{QCM} = \frac{1}{z} \theta_0 = \theta_0 \frac{\sqrt{4r+1} + 1}{2}. \quad (58)$$

Для сравнения приведем моменты инерции нечетного ядра, полученные в тех же предположениях в кренкинг-модели (θ_{CM}) и PRM (θ_{PRM}):

$$\theta_{CM} = \theta_0 (1+r),$$

$$\theta_{PRM} = \theta_0 / (1-r).$$

В искаженных кориолисовым взаимодействием вращательных полосах нечетных ядер, как правило, $r > 1$. Таким образом, QCM обеспечивает значительную перенормировку кориолисовых сил (хотя и меньшую чем кренкинг-модель) по сравнению с PRM, приводящей к аномальному порядку нижних уровней.

Численная оценка для полосы $5/2^+$ в ядре ^{159}Dy , полученная с использованием стандартных значений параметров потенциала Нильссона и деформации [2, 9] (θ_0 найдено из среднего значения энергии 2^+ -состояний в соседних четных ядрах), приводит к величинам

$$\theta_{QCM} = 74.5 \text{ МэВ}^{-1}, \quad \theta_{CM} = 129 \text{ МэВ}^{-1},$$

$$\theta_{PRM} = -16.4 \text{ МэВ}^{-1}$$

при экспериментальном значении 111 МэВ^{-1} . Следует отметить, что величина ϑ_α довольно чувствительна к выбору параметров среднего поля. Так, малое изменение химического потенциала,

соответствующее не контролируемым моделью БКШ эффектам порядка обратного числа частиц [10], может увеличить θ_{QCM} вплоть до экспериментального значения без нарушения предположения о малости кориолисовых сил в нижней части полосы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure. V. 2. N.Y.: Benjamin, 1975.
2. Hjørth S.A., Klamra W. // Z. Phys. 1977. V. A283. P. 287.
3. Ring P., Mang H.J. // Nucl. Phys. 1974. V. A225. P. 141.
4. Beck R., Mang H.J., Ring P. // Z. Phys. 1970. V. 231. P. 26.
5. Мазенус В.В. // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 928.
6. Mazepus V.V. Preprint INP, 79-77. Novosibirsk, 1979.
7. Ring P., Beck R., Mang H.J. // Z. Phys. 1970. V. 231. P. 10.
8. Ring P., Mang H.J. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. P. 1174.
9. Lamm I.-L. // Nucl. Phys. 1969. V. A125. P. 504.
10. Мазенус В.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 109.

THE ROTATION OF THE ODD-MASS NUCLEUS IN THE QUADRATIC CRANKING-MODEL

V. V. Mazepus

A nuclear rotation model with the constraint condition, which is quadratic in the angular momentum, is considered. It is shown that in the case of the even nucleus it provides the correct moment of inertia. For odd nuclei and not too large angular momenta an approximate form of this model is obtained. A comparison with the standard cranking-model and particle-plus-rotor model is performed.