38

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера СО РАН

В.В. Мазепус

МОДЕЛЬ ПРИНУДИТЕЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ, СОХРАНЯЮЩАЯ В СРЕДНЕМ КВАДРАТ УГЛОВОГО МОМЕНТА

ИЯФ 92-49

НОВОСИБИРСК

Для самосогласованного описания ротационных возбуждений в деформированных ядрах в настоящее время используется, главным образом, модель принудительного вращения, или cranking-модель (СМ). Она достаточно проста, удобна для численных расчетов и в целом довольно хорошо воспроизводит энергии вращательных уровней ядер редкоземельной области [1]. В то же время в силу полуклассического характера ее применимость в случае не больших угловых моментов вызывает сомнения, особенно серьезные, если речь идет о системах с нечетным числом частиц. Так, в противоречии с высказывавшимися утверждениями [1, 2], она не выводима в рамках метода проектирования [3]. Кроме того, она не согласуется с решением простой микроскопической модели [4].

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

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

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 моментом. Аналогичная ситуация имеет место и в случае нечетного ядра.

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

$$\langle \vec{J}^2 \rangle = I(I+1), \tag{2}$$

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, то есть 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

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

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

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

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

где $\langle \ldots \rangle_I$ 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 картинок 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

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

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

$$\Gamma = \langle \vec{J}^2 \rangle_{abs} - I_0(I_0+1); \tag{5}$$

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

Рассмотрим следствия модели принудительного вращения с ограничивающим условием (4) при не слишком больших спинах (далее эта модель именуется квадратичной крэнкинг-моделью, сокращенно—QCM).

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

$$H = \sum_1 E_1 \alpha_1^+ \alpha_1 + (H^{40}_{1234}\, \alpha_1^+ \alpha_2^+ \alpha_3^+ \alpha_4^+ + \text{э.с.}) +$$

$$+ (H^{31}_{1234}\, \alpha_1^+ \alpha_2^+ \alpha_3^+ \alpha_4 + \text{э.с.}) + H^{22}_{1234} \alpha_1^+ \alpha_2^+ \alpha_4 \alpha_3. \tag{6}$$

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 [3].

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

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

с произвольной антисимметричной матрицей d_{12} (N—нормировочный множитель). Без ограничения общности допустимо предполагать, что d_{12} имеет такие же свойства симметрии, как x-компонента одночастичного момента $(\vec{j})_{12}$.

Варьированию подлежит величина

$$w = \langle \Phi | H - \zeta \vec{J}^2 | \Phi \rangle, \tag{8}$$

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

$$\Theta_1 = 4 \sum_{12} d_{12} (J_x^{20})^*_{12}, \quad \Theta_2 = 4 \sum_{12} E_{12} |d_{12}|^2, \tag{9}$$

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

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

$$\frac{D^2}{\Theta_Y} \simeq \frac{3}{2}\kappa Q_0{}^2 = \sum_{12} E_{12}|(J_x^{20})_{12}|^2. \qquad (10)$$

Здесь $E_{12} \equiv E_1 + E_2$, κ—квадруполь-квадрупольная константа связи, Q_0—статический квадрупольный момент, $(J_0^{20})_{12}$—коэффициенты квазичастичного представления полного углового момента:

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

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

u_1, v_1 —коэффициенты преобразования Боголюбова, знаком "$\sim$" обозначено T-сопряжение. Тогда во 2-м порядке по d и главном порядке по когерентности

$$w = \frac{1}{2}\Theta_2 + \frac{\Theta_Y}{8D^2}(D_1 - D_1{}^*)^2 - 2\zeta D - \frac{\zeta}{4}(\Theta_1 + \Theta_1^*)^2. \qquad (12)$$

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

$$d_{12} = \frac{C}{\Theta_0}\frac{(J_x^{20})_{12}}{E_{12}} + iA(J_x^{20})_{12}, \qquad (13)$$

$$\zeta = 1/2\Theta_0, \qquad (14)$$

где Θ_0—момент инерции стандартной крэнкинг-модели:

$$\Theta_0 = 4\sum_{12}\frac{|(J_x^{20})_{12}|^2}{E_{12}}; \qquad (15)$$

C и A—константы, не определяющиеся вариационным уравнением. Второй член в правой части (13) отвечает повороту координатных осей; таким образом, величина А не входит в энергию и средний квадрат момента

и остается неопределенной. Величину С следует определить из уравнения (4). Решение (13) приведет к следующим выражениям для энергии и момента:

$$\langle\Phi|H|\Phi\rangle = \frac{C^2}{2\Theta_0}, \qquad (16)$$

$$\langle\Phi|\vec{J}^2|\Phi\rangle = 2D + C^2. \qquad (17)$$

Поскольку в четном ядре основное состояние имеет нулевой спин,

$$\Gamma = \langle 0|\vec{J}^2|0\rangle = 2D. \qquad (18)$$

Следовательно,

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

$$\mathcal{E} = \langle\Phi|H|\Phi\rangle = \frac{I(I+1)}{2\Theta_0} \qquad (20)$$

Отбор физически осмысленных состояний (в данном случае—состояний с четными I) осуществляется условием симметрии [2]

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

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

В случае нечетной системы пробную функцию представим в виде

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

матрица d_{12} считается малой. Условие симметрии, отбирающее физические решения, имеет теперь форму [1, 5]

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

Удобно нормировать волновую функцию (22) так, что

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

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

$$\langle\Psi|H|\Psi\rangle = f^+Ef + \frac{1}{2}\Theta_2 + \frac{\Theta_Y}{8D^2}(D_1 - D_1^*)^2, \tag{25}$$

$$\langle\Psi|\vec{J}^2|\Psi\rangle = 2D + \langle[\vec{J}\vec{J}]\rangle + \langle J_x^{11}\rangle(\Theta_1 + \Theta_1^*) + \frac{1}{4}(\Theta_1 + \Theta_1^*)^2. \tag{26}$$

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

$$[\vec{J}\vec{J}]_{12} \equiv \sum_3 [(J_\nu^{11})_{13}(J_\nu^{11})_{32} + 4(J_\nu^{20})_{13}(J_\nu^{20})^*_{32}] + \delta_{12}(j_z)_1^2 =$$

$$= \zeta_{12}^{(+)} \sum_3 j_{13}^\nu \frac{\epsilon_3}{E_3} j_{32}^\nu + \eta_{12}^{(+)} \sum_3 j_{13}^\nu \frac{\Delta}{E_3} J_{32}^\nu,\ \nu = x, y, \tag{27}$$

по индексу ν предполагается суммирование; коэффициенты $(J_\nu^{11})_{12}, \zeta_{12}^{(\pm)}$ и $\eta_{12}^{(\pm)}$ определяются согласно формулам

$$(J_\nu^{11})_{12} = j_{12}^\nu \zeta_{12}^{(-)}, \tag{28}$$

$$\zeta_{12}^{\pm} = u_1u_2 \mp v_1v_2,\ \eta_{12}^{(\pm)} = u_1v_2 \pm v_1u_2. \tag{29}$$

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

$$d_{12} = iA(J_x^{20})_{12} + B\frac{(J_x^{20})_{12}}{E_{12}},\ B = \frac{2\zeta\langle J_x^{11}\rangle}{1 - 2\zeta\Theta_0}, \tag{30}$$

A произвольно.

Отсюда следует, что

$$\langle\Psi|H|\Psi\rangle = \langle E\rangle + \frac{1}{2}\Theta_0 B^2, \tag{31}$$

$$\langle\Psi|\vec{J}^2|\Psi\rangle = 2D + \langle[\vec{J}\vec{J}]\rangle + 4\Theta_0\zeta\frac{1 - \Theta_0\zeta}{(1 - 2\Theta_0\zeta)^2}\langle J_x^{11}\rangle^2. \tag{32}$$

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

$$(E - [\vec{J}\vec{J}] - 2\zeta\Theta_0 BJ_x^{11})f = vf\ . \tag{33}$$

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

$$\mathcal{E} = v + \zeta\langle[\vec{J}\vec{J}]\rangle + 2\zeta^2\Theta_0\frac{3 - 4\zeta\Theta_0}{(1 - 2\zeta\Theta_0)^2}\langle J_x^{11}\rangle^2. \tag{34}$$

Условие согласования (4) запишем в виде

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

$\gamma \sim 1$ и не зависит от I. Величина γ определяется минимизацией энергии без дополнительных условий, что должно приводить к определению наинизшего по энергии состояния рассматриваемой полосы. Если пометить величины, относящиеся к этому состоянию, индексом 0, то

$$(d_{12})_0 = 0, Ef^0 = E_0f^0, \tag{36}$$

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

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

Из (32) и (35) следует:

$$\langle[\vec{J}\vec{J}]\rangle + \frac{4\Theta_0\zeta(1 - \Theta_0\zeta)}{(1 - 2\Theta_0\zeta)^2}\langle J_x^{11}\rangle^2 = I(I+1) + \gamma. \tag{38}$$

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

Практически более удобна другая форма этой модели ($z = 2\zeta\Theta_0$) :

$$(E - \frac{z}{2\Theta_0}[\vec{J}\vec{J}] - \Omega J_x^{11})f = vf\ ,$$

$$\langle J_x^{11}\rangle + \frac{z - 1 + \sqrt{2z - z^2}}{z^2}\Theta_0\Omega = \sqrt{I(I+1) + \gamma - \langle[\vec{J}\vec{J}]\rangle}, \tag{39}$$

$$\mathcal{E} = \langle E\rangle + \frac{\Theta_0\Omega^2}{2z^2},\ \Omega\Theta_0 = \frac{z^2}{1 - z}\langle J_x^{11}\rangle,$$

с искусственно введенной "угловой частотой" Ω.

Имея в виду сравнение с обычной крэнкинг-моделью, перепишем эти уравнения, определив новую "угловую частоту" ω так, чтобы в условие согласования момента входил бы член $\Theta_0\omega$:

$$(E - \frac{z}{2\Theta_0}[\vec{J}\vec{J}] - k\omega J_x^{11})f = vf,$$

$$\langle J_x^{11}\rangle + \Theta_0\omega = \sqrt{I(I+1) + \gamma - \langle \vec{J}\vec{J}\rangle}, \qquad (40)$$

$$\mathcal{E} = \langle E\rangle + \frac{k^2}{2z^2}\Theta_0\omega^2,\ \Theta_0\omega = \frac{z - 1 + \sqrt{2z - z^2}}{1 - z}\langle J_x^{11}\rangle,$$

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

Сопоставляя уравнения (40) со стандартной формой адиабатической крэнкинг-модели

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

$$\langle J_x^{11}\rangle + \Theta_0\omega = \sqrt{I(I+1) - \langle j_z^2\rangle}, \qquad (41)$$

$$\mathcal{E} = \langle E\rangle + \frac{1}{2}\Theta_0\omega^2,$$

заключаем, что главным отличием QCM от крэнкинг-модели при малых угловых моментах является перенормировка в (40) кориолисова взаимодействия, поскольку в области редкоземельных ядер приближенно сохраняется одночастичный угловой момент j, порождающий подоболочку деформированных состояний, и, следовательно,

$$\langle[\vec{J}\vec{J}]\rangle \simeq j(j+1), \qquad (42)$$

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

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" (PRM), введем базис одночастичных состояний

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

где K—собственное значение матрицы j_z. N—номер оболочки, 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:

$$\mathcal{H}^I_{\alpha K,\alpha' K} = \delta_{\alpha\alpha'}[\frac{z}{2\Theta_0}\langle[\vec{J}\vec{J}]\rangle + \frac{z^2}{2\Theta_0}\frac{3-2z}{(1-z)^2}\langle J_x^{11}\rangle^2 + E_{\alpha K}] -$$

$$- \frac{z}{2\Theta_0}[\vec{J}\vec{J}]_{\alpha K,\alpha' K} + \frac{1}{2\Theta_0}(-1)^{I+1/2}\frac{z^2}{1-z}\langle J_x^{11}\rangle a_{\alpha\alpha'}\delta_{K,1/2}, \qquad (44)$$

$$\mathcal{H}^I_{\alpha K+1,\alpha' K} = -\frac{1}{2\Theta_0}\frac{z^2}{1-z}\langle J_x^{11}\rangle (j_+)_{\alpha K+1,\alpha' K}\zeta^{(-)}_{\alpha K+1,\alpha' K}, \qquad (45)$$

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

$$\mathcal{H}^I_{KK} \simeq \frac{z(3-2z)}{2\Theta_0(2-z)}[I(I+1) - I_0(I_0+1)] + E_K + \frac{1}{2\Theta_0}(-1)^{I+1/2}(I+1/2)a_I\delta_{K,1/2}, \qquad (46)$$

$$\mathcal{H}^I_{K+1,K} \simeq -\frac{1}{2\Theta_0}\frac{z^2}{\sqrt{z(2-z)}}\sqrt{I(I+1) - I_0(I_0+1)}(j_+)_{K+1,K}\zeta^{(-)}_{K+1,K}. \qquad (47)$$

Здесь введен новый коэффициент развязки

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

и использовано уравнение (38), приближенно сводящееся к соотношению

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

Условие (49) определяет величину z.

В этом же приближении гамильониан PRM определяется равенствами

$$H^I_{KK} \simeq \frac{1}{2\Theta_0}[I(I+1)+j(j+1)-2K^2]+E_K+$$

$$+\frac{1}{2\Theta_0}(-1)^{I+1/2}(I+1/2)a\delta_{K,1/2}, \qquad (50)$$

$$H^I_{K+1,K} = -\frac{1}{2\Theta_0}\sqrt{I(I+1)-K(K+1)}(j_+)_{K+1,K}\zeta^{(-)}_{K+1,K}. \qquad (51)$$

Таким образом, уравнения (46, 47) отличает от (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:

$$\Theta_0 \to \Theta_0\frac{2-z}{z(3-2z)};$$

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

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

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:

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

$$\langle J^{11}_x\rangle = \Omega\vartheta_\alpha, \quad \vartheta_\alpha = 2\sum_{1\neq\alpha}\frac{|(J^{11}_x)_{1\alpha}|^2}{E_1-E_\alpha}, \qquad (54)$$

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 крэнкинг-модели) условия в (39) следует:

$$\frac{1-z}{z^2} = \frac{\vartheta_\alpha}{\Theta_0} = r, \quad z = \frac{\sqrt{4r+1}-1}{2r}. \qquad (55)$$

Второе решение ($z < 0$) не физично.

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

$$\Omega = \frac{1}{\Theta_0}\frac{z^{3/2}}{(2-z)^{1/2}}\sqrt{I(I+1)-I_0(I_0+1)}. \qquad (56)$$

Наконец, энергия в этом приближении имеет вид

$$\mathcal{E} = \mathrm{const} + \frac{I(I+1)}{2\Theta_{QCM}}, \qquad (57)$$

где

$$\Theta_{QCM} = \frac{1}{z}\Theta_0 = \Theta_0\frac{\sqrt{4r+1}+1}{2}. \qquad (58)$$

Для сравнения приведем моменты инерции нечетного ядра, полученные в тех же предположениях в крэнкинг-модели (Θ_{CM}) и $PRM(\Theta_{PRM})$:

$$\Theta_{CM} = \Theta_0(1+r),$$

$$\Theta_{PRM} = \frac{\Theta_0}{1-\frac{1}{2}r}.$$

Численная оценка моментов инерции в трех обсуждаемых моделях может быть получена с использованием значений

$$\Theta_0 = 26.82\,\mathrm{MeV}^{-1}, \quad \vartheta_\alpha = 96.53\,\mathrm{MeV}^{-1},$$

вычисленных в [6] для искаженной кориолисовым взаимодействием полосы $5/2^+$ в ядре ^{159}Dy :

$$\frac{\Theta_{QCM}}{\Theta_0} = 2.462, \quad \frac{\Theta_{CM}}{\Theta_0} = 4.599, \quad \frac{\Theta_{PRM}}{\Theta_0} = -1.251 .$$

Таким образом, QCM обеспечивает значительную перенормировку кориолисова взаимодействия (хотя и меньшую, чем крэнкинг-модель) по сравнению с PRM, приводящей к неправильному порядку уровней.

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Ring, H.J. Mang.* Nucl. Phys., 1974, **A225**, 141.
2. *R. Beck, H.J. Mang, P. Ring.* Zs. Phys., 1970, **231**, 26.
3. *В.В. Мазепус.* ЯФ, 1981, **34**, 928.
4. *V.V. Mazepus.* Preprint INP, 79—77, Novosibirsk, 1979.
5. *P. Ring, R. Beck, H.J. Mang.* Zs. Phys., 1970, **231**, 10.
6. *P. Ring, H.J. Mang.* Phys. Rev. Lett., 1974, **33**, 1174.

В.В. Мазепус

Модель принудительного вращения, сохраняющая в среднем квадрат углового момента

ИЯФ 92-49

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 18 мая 1992 г.
Подписано в печать 23.06.92 г.
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,1 печ.л., 0,9 уч.-изд.л.
Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ N 49.

Обработано на IBM PC и отпечатано
на ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.