

М-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

УЗЧУ/2-72



P4 - 6719

И.Н. Михайлов, Д. Караджов, М.О. Шакер

МОДЕЛЬ ВНУТРЕННИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ, СВЯЗАННЫХ
С РОТАТОРОМ (МВВСР) ДЛЯ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1972

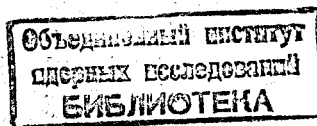
изд

P4 - 6719

И.Н. Михайлов, Д. Караджов, М.О. Шакер*

МОДЕЛЬ ВНУТРЕННИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ, СВЯЗАННЫХ
С РОТАТОРОМ (МВВСП) ДЛЯ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

Направлено в Phys. Scripta



* Постоянный адрес Агенство Атомной Энергии, Каир, Египет

S u m m a r y

In the present work a new approach to the low-lying (rotational) spectra of the odd-mass deformed nuclei is presented. Starting from the many-body Schroedinger equation one reaches the equations of a model, called "intrinsic-excitation-coupled-to-rotator-model" (IECRM). To do this we use the knowledge concerning ground-band states and energies in neighbouring even-even nuclei and apply a projection technique. It is shown IECRM is a generalization of the well-known "rotator-model" and gives, at the same time, a more adequate procedure when one works (as usually) in a limited basis of single-(quasi)-particle states. As a consequence it follows that the core parameters of an odd-nucleus are considerably changed in comparison with the corresponding quantities of the even-even neighbouring nuclei.

1. Введение

Модель частицы, связанной с ротатором (ЧСР) нечетного ядра, широко используется для объяснения эффектов несохранения К-числа на основании данных о ротационных параметрах соседних четно-четных ядер^{/1,2/}. Математическая формулировка модели включает приближение к "адиабатическим волновым функциям"^{/3/}, в котором считается, что внутренняя часть волновой функции деформированного ядра может быть аппроксимирована относительно простой многонуклонной функцией, построенной на основе конфигураций деформированного потенциала^{/4/}. В данной работе будет показано, что такое предположение может в определенных условиях приводить к серьезным ошибкам.

Приведем сначала свободный от отмеченной неточности вывод модели ВВСР, являющейся обобщением ЧСР модели^{/1/}.

2. Модель внутренних возбуждений, связанных с ротатором

Волновую функцию рассматриваемого ядра записываем в виде:

$$|NIM\rangle = \sum_P C_P(NI) |PIM\rangle \quad (1)$$

$$|PIM\rangle = \frac{2J+1}{8\pi^2} \int d\varphi D_{MK}^{IK}(\varphi) \hat{R}(\varphi) \Omega_P |0\rangle \quad (2)$$
$$= P_{MK}^{(J)} \Omega_P |0\rangle .$$

Здесь

$$|0\rangle = \sum_I \bar{\eta}_I |I, M=0\rangle \quad (3)$$

суперпозиция состояний, принадлежащих основной полосе ближайшего четно-четного ядра. Оператор $P_{MK}^{(\Omega)}$ проектирует состояние с магнитным числом K в лабораторной системе координат на пространство состояний с фиксированными квантовыми числами момента, изменяя магнитное число^{/5/}. Далее, $q \equiv (\alpha, \beta, \gamma)$, $dq = d\alpha \sin\beta d\beta d\gamma$ углы Эйлера и элемент телесного угла в интегральной формуле для оператора проектирования; $D_{MK}^I(q)$ и $\hat{R}(q)$ - обобщенная сферическая функция и оператор поворота^{/5/}. Символ Ω_P обозначает оператор рождения (поглощения) квази-частицы или комбинацию таких операторов. Состояние $\Omega|0\rangle$ мы считаем собственным для оператора I_z (в лабораторной системе координат), и обозначаем K соответствующее собственное значение.

Будем считать известными гамильтониан ядра H и состояние $|0\rangle$ в (2), а также функцию $h(I(I+1)) = E_I$, определяющую зависимость энергии состояний, входящих в $|0\rangle$, от спина. Базис, определенный формулами (2), (3), может содержать линейно зависимые состояния из-за наличия операторов проектирования.

Запишем уравнение Шредингера для состояния $|vIM\rangle$:

$$\begin{aligned} H|vIM\rangle &= \\ &= \sum_{P, K} c_{P, K}^{(vI)} P_{MK, P}^{(\Omega)} \{ [H, \Omega_P] + \Omega_P h(I^2) \} |0\rangle = \\ &= E_{vI} |vIM\rangle \end{aligned} \quad (4)$$

(здесь использовано то обстоятельство, что H и $h(I^2)$ действуют тождественно внутри ротационной плоскости). Введем следующие обозначения:

а) Для коммутаторов

$$[H, \Omega_p] = \sum_{p'} \mathcal{H}_{p'p}^{(0)} \Omega_{p'} \quad (5)$$

$$[I_1, \Omega_p] = \sum_{p'} (j_1)_{p'p} \Omega_{p'}, [I_2, \Omega_p] = k_p \Omega_p \quad (6)$$

$$\sum_{x=1,2} [I_x, [I_x, \Omega_p]] = \sum_{p'} (j_x^2)_{p'p} \Omega_{p'}. \quad (7)$$

б) Для функции $h(I(I+1))$

$$E_I = h(I(I+1)) = \frac{1}{\mathcal{F}(E_I)} I(I+1), \quad (8)$$

где:

$$\mathcal{F}(E_I) = \sum_{n=0}^N b_{n+1} (E_I)^n. \quad (9)$$

Предполагается, что сходимость ряда (9) является достаточно хорошей /6/.

в) Для интегралов перекрывания от проектированных многогун-
лонных функций:

$$\begin{aligned} \langle 0 | \Omega_{p_2}^+ \rho_{p_2}^{(1)} k_{p_2} k_{p_1} \Omega_{p_1} | 0 \rangle &= \rho_{p_2 p_1}^{(1)} = \rho_{p_1 p_2}^{(1)*} = \\ &= \frac{2I+1}{2} \int_0^\pi \sin \beta \alpha \rho D_{k_{p_2} k_{p_1}}^{I+} (0, \beta, 0) \frac{\langle 0 | \Omega_{p_2}^+ e^{-i\beta I_2} \Omega_{p_1} | 0 \rangle}{\langle 0 | e^{-i\beta I_2} | 0 \rangle} \times \quad (10) \\ &\times \langle 0 | e^{-i\beta I_2} | 0 \rangle. \end{aligned}$$

Отметим следующие свойства проекционных операторов $P_{MK}^{(I)}$

$$P_{MK}^{(I)} I_2 = K P_{MK}^{(I)} \quad (II)$$

$$P_{MK}^{(I)} I_{\pm} = \sqrt{(I \pm K)(I \mp K + 1)} P_{M, K \mp 1}^{(I)}$$

Используя (II) и обозначения (6), (7), можно получить следующие соотношения

$$\begin{aligned} & P_{K_p, K_p}^{(I)} \Omega_{P_1} \vec{I}^2 \equiv \\ & \equiv P_{K_p, K_p}^{(I)} \left\{ \vec{I}^2 \Omega_{P_1} - 2 \sum_{\alpha} I_{\alpha} [I_{\alpha}, \Omega_{P_1}] + \sum_{\alpha} [I_{\alpha}, [I_{\alpha}, \Omega_{P_1}]] \right\} \quad (I2) \\ & = \sum_{P'} \dot{X}_{P'P}^{(I)} P_{K_p, K_p}^{(I)} \Omega_{P'} \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \dot{X}_{P'P}^{(I)} &= [I(I+1) - 2K_p^2] \delta_{P'P} + (j^2)_{P'P} - \\ & - \sqrt{(I+K_p)(I-K_p+1)} (j_-)_{P'P} - \sqrt{(I-K_p)(I+K_p+1)} (j_+)_{P'P} \end{aligned} \quad (I3)$$

Пользуясь последними формулами, можно написать аналогичное выражение и для комбинации в (4):

$$P_{K_p, K_p}^{(I)} \Omega_{P_1} h(\vec{I}^2) = \sum_{P'} \dot{X}_{P'P}^{(I)} P_{K_p, K_p}^{(I)} \Omega_{P'} \quad (I4)$$

Матрица $\dot{X}_{P'P}^{(I)}$ удовлетворяет матричному уравнению

$$\sum_{n=1}^N b_n (X^{(I)})_{P'P}^n = \frac{1}{2} \dot{X}_{P'P}^{(I)} \quad (I5)$$

и может быть определена из (I5) численными методами, если энергии E_I сильно отличаются от энергий жесткого ротатора, или приближенными аналитическими методами в противоположном случае.

Данные выше определения позволяют записать

$$\langle 0 | \Omega_{P_2}^+ \rho_{K_{P_2} K_{P_1}}^{(1)} [H, \Omega_{P_1}] | 0 \rangle = \sum_{P', P, P'} \rho_{P', P, P'}^{(1)} \mathcal{H}_{P' P}^{(0)} \quad (16)$$

$$\langle 0 | \Omega_{P_2}^+ \rho_{K_{P_2} K_{P_1}}^{(1)} \Omega_{P_1} h(\vec{I}^2) | 0 \rangle = \sum_{P', P, P'} \rho_{P', P, P'}^{(1)} \chi_{P' P}^{(1)}$$

и, следовательно, уравнения для вектора-столбца $C_p(\nu I)$, коэффициентами которого являются амплитуды $| \nu I M \rangle$ в формуле (1):

$$\rho^{(1)} (\mathcal{H}^{(1)} - E_{\nu I}) C(\nu I) = 0, \quad (17)$$

$$(\mathcal{H}^{(1)} - E_{\nu I}) \rho^{(1)} C(\nu I) = 0.$$

Здесь использованы очевидные матричные обозначения, причем

$$\mathcal{H}^{(1)} = \mathcal{H}^{(0)} + \chi^{(1)}. \quad (18)$$

Два уравнения в формуле (17) имеют общее решение для $C(\nu I)$ вследствие сферической симметрии гамильтониана. Если на число состояний $| \nu I M \rangle$ в (1.2) не наложено никаких ограничений то

$$[\mathcal{H}^{(1)}, \rho^{(1)}] = 0, \quad (19)$$

так что обе формы уравнения (17) эквивалентны.

Из (17) следует, что

$$(E_{\nu_1 I} - E_{\nu_2 I}) C^+(\nu_1 I) \rho^{(1)} C(\nu_2 I) = 0. \quad (20)$$

Обсудим коротко формулы (17). Очевидно, что все эффекты, связанные с вращением остова, описаны матрицей $X^{(1)}$ (ф-ла (18)) и обязаны происхождением члену $\hat{I}^{1/2} \gamma(\hat{I})$, где \hat{I} - оператор полного углового момента ядра. Если $X^{(1)} \sim \dot{X}^{(1)}$, членам в правой части (13) можно придать простой физический смысл: первый член представляет кинетическую энергию остова ($\sim I(I+1)$), второй член ($\sim \hat{I}^2$) - центробежную энергию квазичастиц, порожденных в состоянии $|0\rangle$ оператором Ω , а два последних члена - силы Кориолиса, устанавливающие связь между различными возбуждениями остова. Имея в виду определения (6) и (7) и соотношение (12), а также замечая, что \hat{I} является одночастичным оператором, можно прийти к следующему заключению: вне зависимости от структуры операторов Ω в матрице $X^{(1)}$ отсутствуют члены, увеличивающие число квазичастиц по сравнению с их числом в состоянии $\Omega|0\rangle$. Такие члены появляются в $\mathcal{H}^{(1)}$ только из-за наличия члена взаимодействия в гамильтониане H , который появляется в уравнениях (17) в виде коммутатора $[H, \Omega_p]$. Таким образом, настоящий вывод подтверждает первоначальное определение внутреннего углового момента в модели частицы, связанной с ротатором, данным А. Керманом^{/1/}, и показывает, что его модификация в^{/2/} лишена физических оснований.

3. Модель частицы, связанной с ротатором как частный случай модели ВВСП. Ренормализация параметров остова из-за ρ матрицы

Уравнения (17) переходят в уравнение модели частицы, связанной с ротатором при следующих предположениях:

(1) состояние $|0\rangle$ считается решением задачи Хартри-Фока-Боголюбова, в котором среднее от \hat{H} обращается в минимум.

(2) разложение (1) для $|\nu IM\rangle$ ограничено небольшим числом одноквазичастичных состояний, т.е. Ω_p являются операторами порождения боголюбовских квазичастиц α_p^+ , таких что $\alpha_p |0\rangle = 0$, $\{\alpha_p^+, \alpha_{p'}\} = \delta_{pp'}$.

(3) используется простейшее выражение для $h(\vec{I}^2)$

$$h(\vec{I}^2) = \frac{\vec{I}^2}{2I} \left(\chi^{(I)} = \dot{\chi}^{(I)} / 2I \right),$$

(4) интегралы перекрывания $\rho_{pp'}$ считаются равными нулю, если $p \neq p'$ и единице при $p = p'$.

Очевидно, что приведенный выше вывод модели допускает уточнение каждого из перечисленных выше предположений. Здесь мы ограничиваемся анализом роли матрицы $\rho^{(I)}$ в условиях, когда предположения в пунктах (1) и (2) останутся нетронутыми.

Когда число базисных функций в (1) ограничено, уравнение Шредингера (4) не может быть удовлетворено. Лучшее приближение к решению получим, воспользовавшись вариационным принципом, рассматривая условие стационарности энергии относительно малых вариаций $C(\nu I)$ и $C^+(\nu I)$. Среднее от гамильтониана в состоянии (1) запишем в виде

$$\bar{H}^{(\nu I)} = \frac{C^+(\rho^{(I)} \mathcal{H}^{(I)} + \mathcal{H}^{(I)} \rho^{(I)}) C}{2 C^+ \rho^{(I)} C} \quad (21)$$

(мы выбрали из нескольких возможных форм записи (21) такую, что матрица, свертываемая вместе с C^+ и C , эрмитова). Условие стационарности приводит к уравнению

$$\frac{1}{2}(\rho^{(D)} \mathcal{H}^{(D)} + \mathcal{H}^{(D)} \rho^{(D)}) c = E \rho^{(D)} c, \quad (22)$$

причем $E = \bar{H}^{(D)}$.

Появление матрицы перекрывания деформированных конфигураций $\rho^{(D)}$ в уравнениях (20), (22) отличает рассматриваемую здесь модель от модели с аналогичным физическим содержанием, основанной на аппроксимации деформированными состояниями внутренних состояний ядра. Роль матрицы $\rho^{(D)}$ в уравнениях (17) для вектора c (νI) с бесконечным числом компонент, сводится, в основном, к учету возможной линейной зависимости между состояниями $P_{KK'} \Omega_p |0\rangle$. Когда число компонент $|\nu IM\rangle$ ограничено (скажем, равно M) $\sum_{p=1}^M (\rho_{pp'}^{(D)} \mathcal{H}_{pp'}^{(D)} - \mathcal{H}_{pp'}^{(D)} \rho_{pp'}^{(D)}) \neq 0$ и два члена в левой части уравнения (22) различаются. В этом случае $\rho^{(D)}$ влияет на решение (22). Присутствие матрицы $\rho^{(D)}$ гарантирует выполнение ортогональности различных решений (22) в смысле (20).

Оценку для матричных элементов $\rho_{pp'}^{(D)}$ можно получить, аппроксимируя следующим образом функции под интегралом в (10):

$$D_{MM'}^I(0, \beta, 0) \approx \left[1 - \frac{\beta^2}{4} (I(I+1) - M^2) \right] \delta_{MM'} + \frac{\beta^2}{2} \sum_{\sigma=1}^I \sigma [(I+\sigma M')(I-\sigma M'+1)]^{1/2} \delta_{M, M'+\sigma} \quad (23)$$

$$\frac{\langle 0 | \Omega_p^+ e^{-i\beta I_z} \Omega_p | 0 \rangle}{\langle 0 | e^{-i\beta I_z} | 0 \rangle} \approx \delta_{p_2 p_1} - i\beta \langle 0 | \Omega_p^+ I_z \Omega_p | 0 \rangle + \frac{\beta^2}{2} \left\{ \delta_{p_2 p_1} \langle 0 | \vec{I}_z^2 | 0 \rangle - \langle 0 | \Omega_p^+ I_z^2 \Omega_p | 0 \rangle \right\}$$

$$\langle 0 | e^{-i\beta I_z} | 0 \rangle = \exp \left\{ -\frac{1}{4} \langle 0 | \vec{I}_z^2 | 0 \rangle \beta^2 \right\}.$$

(В формулах (23) предполагается, что операторы Ω_p нормированы согласно условию $\langle 0 | \Omega_p^\dagger \Omega_{p'} | 0 \rangle = \delta_{pp'}$).

Лидирующие члены матрицы $\rho_{p_1 p_2}^{(1)}$ при этих аппроксимациях оказываются равными с точностью до общего множителя:

$$\begin{aligned} \rho_{p_1 p_2}^{(1)} \sim & \delta_{p_1 p_2} - \frac{I(I+1) - 2K_{p_2}^2 + (j_+^i)_{p_1 p_2}}{\langle 0 | \vec{I}^2 | 0 \rangle} \delta_{K_{p_1} K_{p_2}} \\ & + \frac{\sqrt{(I - K_{p_2})(I + K_{p_2} + 1)}}{\langle 0 | \vec{I}^2 | 0 \rangle} (j_+^i)_{p_1 p_2} \delta_{K_{p_1} K_{p_2} + 1} \\ & + \frac{\sqrt{(I + K_{p_2})(I - K_{p_2} + 1)}}{\langle 0 | \vec{I}^2 | 0 \rangle} (j_-^i)_{p_1 p_2} \delta_{K_{p_1} K_{p_2} - 1}. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь мы использовали обозначения

$$\begin{aligned} (j_+^i)_{p_1 p_2} &= \langle 0 | \Omega_{p_1}^\dagger \vec{I}^2 \Omega_{p_2} | 0 \rangle - \delta_{p_1 p_2} \langle 0 | \vec{I}^2 | 0 \rangle \\ (j_\pm^i)_{p_1 p_2} &= \langle 0 | \Omega_{p_1}^\dagger I_\pm \Omega_{p_2} | 0 \rangle. \end{aligned} \quad (25)$$

Выражения в формулах (25) просто связаны с соответствующими величинами в (6), (7) и совпадают с ними, если $\Omega_p | 0 \rangle$ — одноквантичное состояние.

Роль матрицы перекрытия в уравнении (22) можно увидеть, когда $\mathcal{H}_{pp'}^{(0)} = \varepsilon_p \delta_{pp'}$ и $\chi^{(1)} \sim \dot{\chi}^{(1)}$ (см. формулу (13)). (В таком приближении не учтены ни члены остаточного взаимодействия в гамильтониане, ни неадиабатические коррекции к энергиям ротационных состояний остова). Перепишем уравнение (22) в виде

$$(\tilde{\mathcal{H}} - E_{\nu I}) C = 0, \quad \tilde{\mathcal{H}} = \frac{1}{2}(\rho \mathcal{H} + \mathcal{H} \rho) - (\rho - 1) E_{\nu I}.$$

Матричные элементы матрицы $\tilde{\mathcal{H}}$ при сделанных предположениях равны:

а) при $p = p'$

$$\tilde{\mathcal{H}}_{pp} = \varepsilon_p + \frac{1}{2\eta} [I(I+1) - 2K_p^2 + (j^2)_{pp}], \quad \tilde{\eta} = 1/\chi_{IK_p}, \quad (26')$$

где

$$\chi_{IK_p} = 1 - \left\{ f_{IK_p}^{(+)} \frac{(j_+)_p p_{p-1} (j_-)_p p_{p+1}}{\rho_{pp}^{(+)} \langle 0 | \hat{I}^2 | 0 \rangle} + f_{IK_p}^{(-)} \frac{(j_-)_p p_{p+1} (j_+)_p p_{p-1}}{\rho_{pp}^{(-)} \langle 0 | \hat{I}^2 | 0 \rangle} \right\},$$

$$f_{IK_p}^{(\pm)} = 1 + \frac{K_p^2 - (j^2)_{pp} \pm K_p}{I(I+1) - 2K_p^2 + (j^2)_{pp}}$$

б) при $K_p = K_p \pm 1$

$$\tilde{\mathcal{H}}_{pp'} = -\frac{1}{2\eta} \sqrt{(I \mp K_p)(I \pm K_p + 1)} (j_{\pm})_{pp'} \cdot \eta_{pp'}^{(\pm)}, \quad (26'')$$

где

$$\eta_{pp'}^{(\pm)} = 1 - \frac{\eta(\varepsilon_p + \varepsilon_{p'} - 2\varepsilon_{p \pm 1}) + I(I+1) - K_p^2 - K_{p'}^2 + \frac{1}{2}[(j^2)_{pp} + (j^2)_{p'p'}]}{\rho_{pp}^{(\pm)} \langle 0 | \hat{I}^2 | 0 \rangle}$$

в) при $K_p = K_p \pm 2$

$$\tilde{\mathcal{H}}_{pp'} = -\frac{1}{2\eta} \sqrt{(I - K_p \mp 1)(I \mp K_p)(I + K_p \pm 1)(I \pm K_p + 2)} \times \\ \times \frac{(j_{\pm})_p p_{p \pm 1} (j_{\pm})_{p'} p'_{\pm 1} p'}{\rho_{pp}^{(\pm)} \langle 0 | \hat{I}^2 | 0 \rangle}. \quad (26''')$$

Различие между \mathcal{H} и $\tilde{\mathcal{H}}$ можно интерпретировать как перенормировку инерционных параметров остова. Перенормированные моменты инерции оказываются разными в разных матричных элементах. Моменты инерции η в диагональных матричных элементах $\tilde{\mathcal{H}}$ (формулы (26')) несколько превышают моменты

инерции четного остова. Матричные элементы $\tilde{\mathcal{H}}$ при $(j_3)_{pp'}$ (члены взаимодействия Кориолиса) также отличаются от соответствующих элементов \mathcal{H} . Отражением более сложного, чем в формулировке, данной в [1], условия ортогональности состояний является зависимость этих матричных элементов от энергии состояния (см. формулы (26')). Ренормализация не проявляется при вычислении параметров развязывания в состояниях с $k = 1/2$ в низшем порядке по взаимодействию, так как разность энергий в числителе η в этом случае обращается в нуль. Знак при коррекции отрицателен для нижнего из двух связываемых уровней и положительный для верхнего. Наконец, формула (26') свидетельствует о том, что в рассмотренном приближении появляются также члены в $\tilde{\mathcal{H}}$, связывающие состояния с $|k_p - k_{p'}| > 1$.

Необходимость введения перенормировки в гамильтониан модели деформированного ядра с кориолисовым смешиванием состояний неротационного типа многократно отмечалась в литературе. Учет матрицы перекрывания по приближенным формулам, полученным выше, дает правильный порядок величины коэффициентов ослабления силы Кориолиса (см. Таблицу I).

Таблица I.

I, k	χ_{Ik}	$P, P'(I)$	$\eta_{pp'}^{(I)}$
7/2, 7/2	0,895	7/2, 5/2 (7/2)	0,556
5/2, 5/2	0,995	5/2, 3/2 (5/2)	0,840
3/2, 3/2	1,000	3/2, 1/2 (3/2)	0,895
1/2, 1/2	1,000	1/2, 1/2 (1/2)	1,000

Один из авторов (Д.К.) признателен проф Х.Риде и А.Фэслеру за ценные замечания по поводу настоящей работы. М.О. Шакер выражает свою признательность МАГАТЭ за финансовую поддержку и ОИЯИ за гостеприимство.

Л и т е р а т у р а

1. A.K.Kerman, Mat.Fys.Modd.Dan.Vid.Selsk. 30, N.15(1966).
2. N.I.Pyatov et al. Preprint JINR E4-5468, Dubna, 1970.
3. A.Bohr. Kgl.Dan.Vid.Selsk.Mat.-Fys.Medd. 26,N.14 (1952); A.Bohr, Mottelson B.R., ibid. 27, No. 16, (1953).
4. S.G.Nilsson. Kgl.Dan.Vid.Selsk.Mat.-Fys.Medd. 29, No. 16 (1955).
5. A.Bohr, B.R.Mottelson, Nucl. Structure v. 1, W.A.Benjamin, New York, Amsterdam, 1969.
6. P.Holmberg, P.O.Lipas, Nuclear Phys. A117, 552 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
II сентября 1972 года.

Михайлов И.Н., Караджов Д., Шакер М.О.

P4-6719

Модель внутренних возбуждений, связанных с ротатором (МВВСР)
для нечетных ядер

Дается новый подход к описанию ротационных волн в деформированных нечетных ядрах. Показано, что "ротаторная модель" (Бора-Мотгельсона) является ограниченным случаем рассматриваемой модели.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1972

Mikhailov I.N., Karadjov D., Shaker M.O. P4-6719

The Intrinsic-Excitation-Coupled-to-Rotator-Model
(IECRM) for Odd-Mass Nuclei

See the Summary on the reverse side of the title-page.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1972