ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 5364

В.М. Михайлов

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ РОТАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Специальность 055 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена на кафедре ядерной спектроскопии физического факультета Ленинградского ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени государственного университета имени А.А. Жданова.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук Я.А. Смородинский,
доктор физико-математических наук В.В. Ванагас.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова.

Автореферат разослан " " 1970 года.

Защита диссертации состоится " " 1970 года на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А. Асанов

4 - 5364

В.М. Михайлов

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ РОТАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Специальность 055 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

I. Настоящая работа посвящена теоретическому описанию ядерного вращения. Из нескольких существующих направлений в теоретическом исследовании этого вопроса в диссертации используется и развивается метод так называемых "лишних" переменных, впервые примененный к описанию ядерного вращения А.Дешалитом /I/, Ф.Вилларсом /2/ и другими авторами. Этот метод состоит во введении некоторых "лишних" переменных q, вначале никак не связанных с движением нуклонов, и последующем преобразовании q и координат нуклонов в координаты нуклонов во внутренней системе и переменные (θ), характеризующие ориентацию этой системы относительно лабораторной (например, углы Эйлера). При этом преобразовании операторы физических величин и, в частности, гамильтониан приобретают зависимость от угловых моментов I, действующих только в пространстве (θ). Если исходные "лишние" переменные q преобразуются в функции только координат нуклонов, то гамильтониан, являющийся квадратичной функцией импульсов нуклонов, преобразуется в оператор, квадратичный по моментам I /I,2/. Увеличение числа переменных (переменные частиц + переменные θ) компенсируется увеличением числа законов сохранения: преобразованный гамильтониан коммутирует с преобразованными величинами $(q)_{пр}$. Поэтому волновая функция может быть найдена как собственная этих операторов с одним и тем же собственным значением для всех возбужденных состояний.

2. В главе I диссертации строится унитарный оператор $\mathcal{U}$, позволяющий перейти от "лишних" переменных q к переменным ориентации θ. Так как выбор "лишних" переменных q достаточно произволен, то с самого начала в качестве q удобно выбрать параметры ориентации. В этом случае роль $\mathcal{U}$ сводится к перемешиванию переменных многочас-

тичной системы (i) и переменных ориентации (θ). При этом все операторы физических величин, которые действовали до преобразования $\mathcal{U}$ только в пространстве (i), после преобразования действуют, вообще говоря, во всем расширенном пространстве $\{(i)+(\theta)\}$. Однако на $\mathcal{U}$ наложено требование, чтобы угловые моменты многочастичной системы после преобразования с помощью $\mathcal{U}$ действовали только в пространстве переменных (θ).

При построении $\mathcal{U}$ использованы некоторые элементы аппарата теории непрерывных групп. Как известно, операторы углового момента представляют собой систему, замкнутую относительно коммутации, т.е. они составляют алгебру Ли, которой может быть сопоставлена группа Ли непрерывных преобразований. Такая группа содержит параметры, число которых равно числу операторов, входящих в алгебру Ли. При построении $\mathcal{U}$ "лишние" переменные (θ) рассматриваются как параметры группы. Для групп, имеющих унитарное представление на базисе многочастичной системы (i) (в частности для группы трехмерных вращений), оператор $\mathcal{U}$ может быть представлен в виде произведения двух унитарных операторов, каждый из которых является конечным преобразованием группы:

$$\mathcal{U}=R\tilde{R}\;. \tag{I}$$

R – преобразование в пространстве (i) с параметрами θ ; $\tilde{R}$ – преобразование в пространстве (θ), в этом преобразовании в качестве параметров выступают операторы $\hat{\theta}$, действующие только в пространстве (i).

$$\tilde{R}=R^{-1}\Big|_{\substack{J\to\hat{I}\\ \theta\to\hat{\theta}}} \tag{2}$$

(J – инфинитезимальные операторы на базисе (i), $\hat{I}$ – инфинитезимальные операторы первой параметрической группы). В диссертации

показано, что при определении $\mathcal{U}$ в виде (I,2) операторы J преобразуются в $\hat{I}$, а сами параметры θ переходят в функции от коммутирующих операторов $\hat{\theta}$.

Операторы $\hat{\theta}$ должны обладать определенными свойствами при коммутации с операторами J , действующими в пространстве многочастичной системы (i). Для однопараметрических групп выбор $\hat{\theta}$ ограничен условием

$$[\,J,\ i\hat{\theta}\,]=1, \tag{3}$$

для n – параметрических групп $\hat{\theta}^{a}$ ($a=1,\dots n$) удовлетворяют соотношениям

$$[\,J_a\,,\ \hat{\theta}^{a'}]=b(\hat{\theta})_a^{a'}, \tag{4а}$$

которые должны иметь место в силу изоморфизма с первой параметрической группой

$$[\hat{I}_a\,,\ \theta^{a'}]=b(\theta)_a^{a'}\,. \tag{4б}$$

В диссертации приведены системы уравнений, решениями которых являются $\hat{\theta}$.

Преобразованный под действием $\mathcal{U}$ оператор некоторой физической величины представлен в общем случае в виде ряда по произведениям операторов $\overset{b}{I}-J$,

$$\mathcal{U}\hat{O}(i)\mathcal{U}^{-1}=R\hat{O}R^{-1}+\sum_{m=1}^{\infty}\frac{1}{m!}\,(\hat{O}_R)^{\alpha_1\dots\alpha_n}(\overset{b}{I}_{\alpha_1}-J_{\alpha_1})\dots\times(\overset{b}{I}_{\alpha_m}-J_{\alpha_m}), \tag{5а}$$

$$\hat{O}_R=R\hat{O}(i)R^{-1}, \tag{5б}$$

где $\overset{b}{I}$ – оператор второй параметрической группы:

$$\overset{b}{I}{}^{a}=d^{-1}(\theta)_a^{a'}\,\hat{I}_{a'}\;. \tag{6а}$$

Матрицы $d(\theta)$ являются матрицами инфинитезимального представления

$$R J_a R^{-1} = d(\theta)_a^{a'} J_{a'}. \tag{6б}$$

Для однопараметрических групп $d(\theta)\equiv 1$ и $\overset{b}{I} \equiv \hat{I}$. Операторы $(\hat{O}_R)^{\alpha_1 \ldots \alpha_m}$ выражаются в случае однопараметрической группы через коммутаторы операторов $\hat{O}_R$ с оператором $\hat{\theta}$. Для n- параметрической группы ($n>$ I) в диссертации найден явный вид операторов $(\hat{O}_R)^{\alpha_1}$ и $(\hat{O}_R)^{\alpha_1\alpha_2}$ при некоторых ограничениях на оператор $O(i)$ и указан способ получения $(\hat{O}_R)^{\alpha_1\ldots\alpha_m}$ в более общих случаях. Показано, что эти операторы могут быть выражены через матрицы инфинитезимального представления $d(\hat{\theta})$.

Из построения U следуют некоторые законы коммутации преобразованных операторов $\hat{O}(i)$:

$$[U\hat{O}U^{-1}, \hat{\theta}^a] = 0, \tag{7а}$$

$$[U\hat{O}U^{-1}, \overset{b}{I}_a - J_a] = 0. \tag{7б}$$

Физическому закону сохранения углового момента ($[H,T] = 0$, где H - гамильтониан системы) соответствует закон коммутации

$$[UHU^{-1}, \hat{I}_a] = 0 . \tag{7в}$$

3. В главе II диссертации аппарат, развитый в главе I, конкретизируется применительно к группе трехмерных вращений. Вначале рассмотрены условия, которые необходимо наложить на выбор операторов $\hat{\theta}$, чтобы преобразованный гамильтониан UHU^{-1} был в какой-то степени аналогичен гамильтониану вращающегося твердого тела, т.е. чтобы в нем в явном виде была выделена вращательная энергия, а члены связи внутреннего и вращательного движений обращались в нуль. Эти условия, которые в работах автора /3,4,5/ были названы

условиями "наилучшего разделения переменных", в диссертации сформулированы в виде системы уравнений, содержащих коммутаторы гамильтониана с матрицами $d(\hat{\theta})$. Эта система решается приближенно при использовании разложения $d(\hat{\theta})$ по степеням операторов $\hat{\theta}$. В результате для определения $\hat{\theta}$ получается следующая система приближенных уравнений /4,5/:

$$\left(\frac{1}{J}\right)^{ab} \cong [[H, i\hat{\theta}^a], i\hat{\theta}^b], \tag{8а}$$

$$[J_a, i\hat{\theta}^b] \cong \delta_a^b, \tag{8б}$$

$$[H, i\hat{\theta}^a] \cong \left(\frac{1}{J}\right)^{aa} J_a, \tag{8в}$$

$\left(\frac{1}{J}\right)^{aa}$ - операторы, обратные моментам инерции. Ограничение низшими степенями $\hat{\theta}$ в разложении матриц $d(\hat{\theta})$ соответствует допущению, что средние значения операторов $\hat{\theta}$ и их произведений близки к нулю.

При условии, что волновая функция является собственной оператора $\overset{b}{I}_z - J_z$, т.е.

$$\left(\frac{1}{J}\right)^{zz} (\overset{b}{I}{}_z^2 - J_z^2)\Psi = 0, \tag{9}$$

преобразованное уравнение Шредингера представлено в виде

$$UHU^{-1}\Psi = \left\{H - \frac{J^2 - J_z^2}{2J} + \frac{I^2 - \overset{b}{I}{}_z^2}{2J}\right\}\Psi. \tag{I0}$$

Так как в это уравнение не входит величина $\left(\frac{1}{J}\right)^{zz}$, то при ограничении (9) на волновую функцию не встает вопрос о виде оператора $\hat{\theta}_z$. В (I0) величина $\frac{1}{J}$ приближенно рассматривается как константа. Значение этой константы и явный вид операторов $\hat{\theta}$ могут быть определены из условия коммутации преобразованного гамильтониана UHU^{-1} с операторами $\hat{\theta}$. При определении $\hat{\theta}$ и $\frac{1}{J}$ используется метод случайной фазы.

В представлении квазичастиц Боголюбова оператор $\hat{\theta}$ отыскивается в виде

$$i\hat{\theta}_{\pm1} = -\frac{1}{2\mathcal{J}}\sum \langle 1|i\hat{\theta}_{\pm1}|\bar{2}\rangle (a_1^+ a_2^+ + a_{\bar{2}} a_1), \qquad (11)$$

a^+, a – операторы рождения и уничтожения квазичастиц. Одноквазичастичная часть этого оператора опущена, так как операторы $\hat{\theta}_{\pm1}$ отыскиваются для четно-четных ядер, основное состояние которых приближенно соответствует вакууму квазичастиц. В приближении случайной фазы (или квазибозонном приближении) матричные элементы $\langle 1|i\hat{\theta}_{\pm1}|\bar{2}\rangle$ определяются из уравнения

$$\{[H_{11},(i\hat{\theta}_{\pm1})_{20}]+[H_{40},(i\hat{\theta}_{\pm1})_{02}]+[H_{22},(i\hat{\theta}_{\pm1})_{20}]\}_{20}=0, \qquad (12)$$

где индексы 11, 20 и т.д. обозначают числа операторов рождения и уничтожения, содержащиеся в операторах. Уравнение (12) рассмотрено как для случая достаточно общей формы гамильтониана с двухчастичным взаимодействием /3/, так и для модельного гамильтониана, содержащего спаривательные, квадрупольные и спиновые силы /4,5/. В диссертации показано, что развиваемый подход приводит к тем же самым выражениям для момента инерции, которые были получены А.Б.Мигдалом /6/ и С.Т.Беляевым /7/ на основе полуклассической модели принудительного вращения. Показано, что учет спиновых сил уменьшает значение момента инерции /5/. (В рамках обычного приближения случайной фазы квадрупольные силы не дают вклада в момент инерции)

При использовании общей формулы (5а,б) для оператора, преобразованного с помощью $\mathcal{U}$, определен вид оператора магнитного момента и найдено его среднее значение в состояниях основной ротационной полосы. Полученное значение гиромагнитного отношения совпадает со значением в модели принудительного вращения.

4. Определение операторов $\hat{\theta}$, коммутирующих с гамильтонианом $\mathcal{U}H\mathcal{U}^{-1}$, в методе случайной фазы подобно отысканию духовых состо-

яний. В диссертации показано, что волновая функция $\hat{\theta}_{\pm1}\Psi$ описывает духовое состояние и приближенно является собственной оператора J_x с собственным значением К = ± I (Ψ – волновая функция основного состояния). Существование такого духового состояния соответствует тому, что из-за наличия "лишних" переменных в спектре возбуждений имеются лишние состояния, отвечающие флюктуациям внутренних осей. Коммутация $\hat{\theta}_{\pm1}$ с $\mathcal{U}H\mathcal{U}^{-1}$ приводит к равенству энергий духового и основного состояний и обеспечивает ортогональность волновых функций духового состояния и реальных состояний с $K^\pi = 1^+$. Так как духовое состояние появляется в классе состояний с $K^\pi = 1^+$, то в диссертации рассмотрены энергии и волновые функции этих состояний.

Для определения энергии реальных состояний с $K^\pi = 1^+$ имеет значение величина константы квадрупольных сил с проекцией ± I

$$V_{K6} \sim \varkappa_1^Q \sum_{\mu=\pm1} Q_\mu^+ Q_\mu . \qquad (13)$$

Эта константа определена из коммутации гамильтониана H (непреобразованного) с операторами $J_{\pm1}$. Заранее нельзя считать, что константа этих сил совпадает с константой квадрупольных сил, определяющих γ-вибрационные состояния. Как известно, при описании свойств деформированных ядер используется одноквазичастичное поле, не обладающее сферической симметрией. Так как весь гамильтониан должен быть ротационно-инвариантным, то неинвариантность одночастичного поля компенсируется остаточными силами (13) при подходящем выборе константы $\varkappa_1^Q$. В диссертации показано, что при самосогласованном определении одночастичного поля константы квадрупольных сил с разными проекциями (μ = 0, ±I, ±2 см.(13)) одинаковы. Если константа $\varkappa_1^Q$ выбрана из условия ротационной инвариантности, а константа спиновых сил отрицательна /8,9/, то энергии реальных состояний с $K^\pi = 1^+$ лежат выше щели 2Δ/5/.

5. В диссертации рассмотрены некоторые свойства симметрии волновой функции деформированных ядер. Так как в результате преобразования $\mathcal{U}$ операторы угловых моментов переходят в инфинитезимальные операторы первой параметрической группы, то закон сохранения углового момента может быть удовлетворен, если волновая функция представлена в виде разложения по матрицам неприводимых представлений группы вращения $\mathcal{D}(\theta)^I_{MK}$. Эта волновая функция всегда содержит суперпозицию компонентов с положительным и отрицательным значением К

$$\Psi(i,\theta;K) \sim \mathcal{D}(\theta)^I_{MK}\, \chi_K(i) + (-)^{I-\tau_K+\pi\varphi}\mathcal{D}(\theta)^I_{M,-K}\, \chi_{-K}(i) \,. \tag{I4}$$

Симметрия функции по знаку К является следствием ее свойств при отражении времени /I0,II,I2/. Так как оператор отражения времени коммутирует с оператором $\mathcal{U}$, то определив результат действия T на функцию $\Psi^I_M(i)$ (до преобразования $\mathcal{U}$)

$$T\Psi^I_M(i) = (-)^{I-M+\varphi\pi}\, \Psi^I_{-M}(i) \tag{I5a}$$

(π = 0, I определяет пространственную четность волновой функции), можно найти значение фазового множителя $(-)^{I-\tau_K+\varphi\pi}$:

$$T\chi_K = (-)^{\tau_K-K}\chi_{-K} \,. \tag{I5б}$$

Величина τ_K зависит от представления для одночастичных функций и структуры χ_K, но не зависит от знака К /I2/.

Если К = 0, то нет необходимости симметризовать функцию по знаку К, однако в этом случае момент I в (I4) может принимать только четные или нечетные значения. Если при расчете возбужденных состояний деформированных ядер используются модельные факторизующиеся силы

$$V \sim \varkappa\, \hat{Q}^+_{\lambda\mu}\, O_{\lambda\mu} \tag{I6}$$

(λ – мультипольность оператора), то четность момента I состояний с К = 0 определяется четностью λ. Этот результат согласуется с известными данными о том, что ротационные уровни с К = 0, соответствующие скалярным и квадрупольным фононам, содержат только четные спины, а ротационные уровни октупольного фонона с К = 0 содержат только нечетные спины /I3/. В работе автора /I0,I2/ показано, что ротационные уровни с $K^\pi = 0^+$ и нечетными спинами могут соответствовать фононам, обусловленным спин-спиновыми силами (λ = I).

В диссертации также рассмотрен вопрос о том, какой вид должна иметь волновая функция до преобразования $\mathcal{U}$, чтобы после преобразования она переходила в

$$\Psi^I_M(i,\theta;K) = \mathcal{D}(\theta)^I_{M0}\, \chi_0(i); \quad \chi_0(i) = \sum C_J \chi^J_0(i) \,.$$

Показано, что

$$\mathcal{U}^{-1}\Psi^I_M(i,\theta;K=0) = \mathcal{D}(\hat{\theta})^I_{M0}\, \Phi^0_0(i) \,, \tag{I7a}$$

где Φ^0_0 – функция с нулевым полным моментом:

$$\Phi^0_0(i) = \sum C_J \mathcal{D}^{-1}(\hat{\theta})^J_{0m}\, \chi^J_m(i) \,. \tag{I7б}$$

Представление (I7а,б) для $\mathcal{U}^{-1}\Psi^I_M(i,\theta;K=0)$ справедливо, если $\chi_0(i)$ обладает свойством $\hat{\theta}\chi_0(i) \simeq 0$.

6. В главе III диссертации рассмотрены некоторые вопросы связи внутреннего и вращательного движений. Операторы $\hat{\theta}$ и момент инерции $\mathcal{J}$, определенные во II главе, обеспечивают приближенное разделение переменных в гамильтониане, описывающем свойства четно-четных ядер. Поэтому естественно использовать тот же выбор $\hat{\theta}$ и для нечетных ядер. Однако в этом случае не происходит полной компенсации в членах, линейных по ротационному моменту $\overset{\ell}{I}$. Остаток, имеющий вид

$$V_{cb} = -\frac{1}{\mathcal{J}} \sum_{\mu=\pm 1} (-)^{\mu} \langle 1 | J_{\mu} | \bar{2} \rangle (u_1 u_2 + v_1 v_2) a_1^{+} a_2 \overset{b}{I}_{-\mu} , \quad (18)$$

может быть интерпретирован как кориолисово взаимодействие (u, v – параметры канонического преобразования Боголюбова). Таким образом, в диссертации получено обоснование для введения кориолисова взаимодействия в форме (18) при расчетах свойств возбужденных уровней деформированных ядер.

7. Учет связи внутреннего и ротационного движений произведен в диссертации на основе теории возмущений. Такой подход может быть использован при небольших значениях угловых моментов ротационных состояний. На основе теории возмущения получены параметрические формулы для энергий ротационных уровней и вероятностей переходов между ними /14,15/. Формулы для вероятностей переходов являются обобщением известных правил Алаги и Бора – Моттельсона /16/. Для получения этих формул использовано общее выражение для преобразованного с помощью $\mathcal{U}$ оператора перехода (5а), которое может быть представлено в виде

$$\mathcal{U} O_{\mu}^{\lambda}(i) \mathcal{U}^{-1} = \mathcal{D}(\theta)_{\mu q}^{\lambda} \{ \tilde{O}_q^{\lambda}(i) + (\tilde{O}_q^{\lambda})^{(\alpha_1)} \overset{b}{I}_{\alpha} + \\ + (\tilde{O}_q^{\lambda}(i))^{(\alpha_1 \alpha_2)} \overset{b}{I}_{\alpha_1} \overset{b}{I}_{\alpha_2} + \ldots \} , \quad (19)$$

где операторы $(\tilde{O}_q^{\lambda})^{\alpha_1 \ldots \alpha_n}$ не зависят от ротационных переменных (λ – мультипольность оператора). При выводе вероятностей переходов между ротационными уровнями предполагается, что матричные элементы операторов $(O_q^{\lambda})^{(\alpha_1 \ldots \alpha_{n+1})}$ много меньше, чем матричные элементы от операторов $(O_q^{\lambda})^{(\alpha_1 \ldots \alpha_n)}$. В диссертации показано, что в параметрических формулах одна и та же зависимость от угловых моментов начального (I_2) и конечного (I_1) состояний возникает как от учета сложного

вида преобразованного оператора перехода (19), так и от учета примесей по квантовому числу K в исходных и конечных состояниях. Для переходов с $\Delta K = |K_2 - K_1| \geq \lambda$ формула для приведенной вероятности имеет достаточно простой и единообразный вид для всех значений λ и ΔK /15/

$$B(\lambda, I_2 K_2 \to I_1 K_1;\ K_1 = K_2 \pm n;\ n \geq \lambda;\ K_1, K_2 \neq 1/2) = \\ = |(I_2 \lambda K_2 \pm n \mp \lambda, \pm\lambda | I_1 K_1) \mathcal{M}|^2 \times \\ \times \frac{(I_2 \mp K_2)!\,(I_2 \pm K_2 + n - \lambda)!}{(I_2 \pm K_2)!\,(I_2 \mp K_2 - n + \lambda)!} \times \\ \times \{1 + a[I_1(I_1+1) - I_2(I_2+1)]\}^2 . \quad (20)$$

В диссертации приведены также формулы для анализа переходов с $\Delta K < \lambda$. В общем случае эти формулы содержат большее число параметров, чем при $\Delta K \geq \lambda$ /15/. Параметрические формулы, предложенные автором, получили определенное распространение для анализа экспериментальных данных. В диссертации приведены примеры такого анализа, выполненного по формулам автора, в работах Е.И.Григорьева и др. /17/, С.Бьернхольма и др. /18/ и Б.Моттельсона /19/.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /3,4,5,10,11,12,14,15/.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.J. Lipkin, A. de Shalit, I. Talmi. Nuovo Cimento, 2, 773(1955).
2. F. Villars. Nucl Phys, 3, 240 (1957).
   Ann. of Phys, 5, 224 (1958).
3. В.М.Михайлов. Изв.АН СССР, сер.физ., 33, 1318 (1969).
4. В.М.Михайлов. Ядерная спектроскопия и теория ядра. Тезисы докладов II совещания по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер. Дубна, 1969г., стр.137;
   Программа и тезисы докладов 20 ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ч.I. Изд."Наука", 1970, стр.179.
5. В.М.Михайлов. Изв.АН СССР, сер.физ., 34, 840 (1970).
6. А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 37, 249 (1959).
7. С.Т.Беляев. ЖЭТФ, 40, 672 (1961).
8. Z. Bochnacki, S. Ogaza. Nucl Phys, 69, 186 (1965).
9. А.А.Кулиев, Н.И.Пятов. Ядерная физика, 9, 313 (1969).
10. В.М.Михайлов. Материалы 10 совещания по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер. Дубна, 1968, стр.10.
11. В.М.Михайлов. Программа и тезисы докладов 18 ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Изд."Наука", 1968, стр.186.
12. В.М.Михайлов. Изв.АН СССР, сер.физ., 32, 850 (1968).
13. В.Г.Соловьев. Nucl. Phys., 69, 1 (1965);
    Препринт ОИЯИ Р-1973, Дубна, 1965.
14. В.М.Михайлов. Изв.АН СССР, сер.физ., 28, 308 (1964).
15. В.М.Михайлов. Изв.АН СССР, сер.физ., 30, 1334 (1966).

16. О.Бор, Б.Моттельсон. Атомная энергия, 14, 41 (1963).
17. Н.А.Бонч-Осмоловская, Я.Врзал, Е.П.Григорьев, Я.Липтак, Г.Пфреппер, Я.Урбанец, Д.Христов. Изв.АН СССР, сер.физ., 32, 98(1968).
18. S. Bjørnholm, J. Borggreen, D. Davies, N.J.S. Hansen, J. Pedersen, H.L. Nielsen. Nucl Phys, A118, 261 (1968).
19. B.R. Mottelson. Suppl. J. Phys Soc Japan, 24, 87 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 сентября 1970 года.