СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 8447

Л.А.Малов, Г.Очирбат

ОДНОПОЛЮСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СТРУКТУРЫ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 8447

Л.А.Малов, Г.Очирбат

ОДНОПОЛЮСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СТРУКТУРЫ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Малов Л.А., Очирбат Г. P4 - 8447

Однополюсное приближение в модели для описания структуры высоковозбужденных состояний деформированных ядер

Уравнения, полученные в рамках полумикроскопического подхода для описания высоковозбужденных состояний нечетных деформированных ядер, решены с учетом поправок к однополюсному приближению.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1974

Malov L.A., Ochirbat G. P4 - 8447

One-Pole Approximation in the Model Describing the Structure of Deformed Nucleus Highly Excited States

The equations, obtained in the framework of semimicroscopic approach for description of highly excited states of odd-mass deformed nuclei, are solved taking into account the corrections to the one-pole approximation.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

В работах/1,2/ был сформулирован полумикроскопический подход к изучению структуры высоковозбужденных состояний ядер. В основу была положена определенная операторная форма волновой функции в виде суммы членов с различным числом квазичастиц. Общий полумикроскопический подход позволяет выявить основные закономерности структуры высоковозбужденных состояний и из экспериментальных данных получить сведения о некоторых компонентах волновых функций высоковозбужденных состояний.

В дальнейшем в работе/3/ была предложена и затем развита/4/ модель для описания структуры неротационных состояний промежуточной энергии возбуждения приблизительно до энергии связи нуклона в нечетных деформированных ядрах. В работах/5,6/ аналогичная модель была разработана для сферических ядер и деформированных четно-четных ядер.

Гамильтониан модели взят в виде потенциала, описывающего среднее поле, взаимодействий, приводящих к парным корреляциям сверхпроводящего типа, и мультиполь-мультипольных взаимодействий. За усложнение структуры состояний с ростом энергии возбуждения ответственны взаимодействия квазичастиц с фононами.

На основе вариационного принципа в/3/ были получены системы уравнений и предложен приближенный метод их решения. В работе/4/ был разработан другой приближенный метод, позволяющий исключить лишние корни и получить решения, во многих случаях довольно близкие к точным решениям системы уравнений. В этом случае в уравнениях учитывались, кроме когерентных сумм, полюсные члены. При нахождении каждого решения уравнения ограничивались учетом полюсов только одного типа и искалось решение, соответствующее данному выбранному полюсу. Поэтому приближение было названо однополюсным.

В разделе I настоящей работы приведены основные положения модели [4] и принятые обозначения. Основные результаты изложены во втором разделе. Здесь даются поправки к однополюсному приближению. Кроме того, в данной работе в отличие от [3-5] учтено одновременно несколько одноквазичастичных состояний с одинаковым значением K^{π} (проекция момента на ось симметрии ядра и четность). Предыдущие работы [7] показали, что одноквазичастичные состояния сильно фрагментируются по ядерным уровням, поэтому можно ожидать заметного смешивания одноквазичастичных компонент в волновых функциях высоковозбужденных состояний. В волновой функции возбужденных состояний промежуточной и высокой энергии одноквазичастичная компонента, как правило, невелика и составляет доли процента [3,7]. Поэтому, если мы интересуемся лишь главными компонентами волновой функции, то примешиванием различных других малых одноквазичастичных компонент можно пренебречь. Однако в ряде случаев (например, при исследовании силовых функций) интерес представляют именно эти одноквазичастичные компоненты волновой функции. Поэтому одновременный учет нескольких одноквазичастичных состояний с данным значением K^{π} нам кажется важным.

I. Исходные уравнения модели

Гамильтониан системы взаимодейсвующих нуклонов в ядре запишем в виде

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_{a} . \qquad (I)$$

Здесь H_{av} -среднее поле нейтронной и протонной систем, H_{pair} -парные силы, H_{a} -мультиполь-мультипольные силы. Рассмотрим взаимодействие квазичастиц с фононами в нечетном A деформированном ядре. Считаем, что фононы нечетного ядра такие же, как в четно-четном ядре A -I. Все константы мультиполь-мультипольных сил фиксированы при вычислении энергий фононов четно-четного остова, что позволяет преобразовать гамильтониан к виду, приведенному в [8]. В этом случае в задаче нет ни одного свободного параметра.

Волновую функцию нечетного A ядра (например, нечетного по нейтронам), описывающую состояние с данным K^{π} запишем в виде:

$$\Psi_i(K^{\pi}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \Big\{ \sum_{\rho} C_{\rho}^{i} \alpha_{\rho\sigma}^{+} + \sum_{g\nu} D_{\nu\sigma}^{gi} \alpha_{\nu\sigma}^{+} Q_{g}^{+} + \sum_{gg_2\nu} F_{\nu\sigma} \alpha_{\nu\sigma}^{+} Q_{g}^{+} Q_{g_2}^{+} \Big\} \Psi_{0} , \qquad (2)$$

где Ψ_0 -волновая функция основного состояния четно-четного ядра, i -номер состояния. Условие нормировки волновой функции (2) имеет вид:

$$(\Psi_i^*(K^\pi)\Psi_i(K^\pi)) = \sum_\rho (C_\rho^i)^2 + \sum_{g\nu} (D_\nu^{gi})^2 + 2\sum_{gg_2\nu} (F_\nu^{gg_2 i})^2 = 1. \quad (3)$$

Зависимость коэффициентов волновой функции (2) от σ сводится к множителю ($\pm$I) и учитывается введением в уравнения соответствующих фазовых множителей[4]. В волновой функции (2), в отличие от[3,4], имеется суммирование по ρ, т.е. учитываются различные квазичастицы с одинаковым значением K^π. В данной работе используются те же обозначения, что и в[4]:

Q_g^+, ω_g, Y_g -оператор рождения фонона, его энергия и характеристика;

через g обозначено ($\lambda\mu j$), $f_{\nu\nu'}^{\lambda}$ -матричный элемент от оператора мультипольного момента $g \equiv \lambda\mu$;

j - номер фонона данной мультипольности;

$\alpha_{\nu\sigma}^+$ - оператор рождения квазичастицы, $\varepsilon(\nu)$ -ее энергия;

$\nu\sigma$ - обозначает совокупность квантовых чисел одночастичного уровня среднего поля, $\rho\sigma$ - то же самое для уровней с данным K^π , $\sigma = \pm$I;

$\Gamma_{\nu\nu'}^g = v_{\nu\nu'} f_{\nu\nu'}^{\lambda} / 2\sqrt{Y_g}$, $\quad v_{\nu\nu'} = u_\nu u_{\nu'} - v_\nu v_{\nu'}$;

u_ν, v_ν -коэффициенты преобразования Боголюбова.

Энергии неротационных состояний η_i и коэффициенты C_ρ^i, D_ν^{gi}, $F_\nu^{gg_2 i}$ определяются из вариационного принципа

$$\delta\{(\Psi_i(K^\pi) H \Psi_i(K^\pi)) - \eta_i[(\Psi_i(K^\pi)\Psi_i(K^\pi)) - 1]\} = 0. \quad (4)$$

После ряда преобразований система основных уравнений принимает вид (опустим индекс i -номер состояния):

$$(\varepsilon(\rho) - \eta) C_\rho - \sum_{\nu g} \Gamma_{\rho\nu}^g D_\nu^g = 0 \quad (5)$$

$$(P_\nu^g - \eta) D_\nu^g - \sum_{g_2\nu_2\nu_3} \frac{1}{P_{\nu_3}^{gg_2} - \eta} \left[\delta_1 \Gamma_{\nu\nu_3}^{g_2} \Gamma_{\nu_2\nu_3}^{g_2} D_{\nu_2}^g + \delta_1' \Gamma_{\nu\nu_3}^{g_2} \Gamma_{\nu_2\nu_3}^{g} D_{\nu_2}^{g_2}\right] -$$

$$- \sum_{\rho g_2 \nu_2} \frac{1}{\varepsilon(\rho) - \eta} \Gamma_{\rho\nu}^g \Gamma_{\rho\nu_2}^{g_2} D_{\nu_2}^{g_2} = 0 \quad (6)$$

$$(P_\nu^{gg_2} - \eta) F_\nu^{gg_2} - \frac{1}{2}\sum_{\nu_2} \left[\delta_2 \Gamma_{\nu_2\nu}^{g_2} D_{\nu_2}^g + \delta_2' \Gamma_{\nu_2\nu}^{g} D_{\nu_2}^{g_2}\right] = 0 \quad (7)$$

Введены обозначения для энергетических полюсов:

$$P_\nu^g \equiv \varepsilon(\nu) + \omega_g$$

$$P_\nu^{gg_2} \equiv \varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2}. \quad (8)$$

Здесь фазовые множители δ_1 , δ_2 равны $\pm$I и имеют тот же смысл, что и в[4].

2. Приближенное решение системы уравнений (5)-(7)

Для нахождения коэффициентов D_ν^g получили замкнутую систему однородных уравнений (6), условие разрешимости которой (равенство нулю определителя системы) даст уравнение для энергий состояний η_i . Далее из уравнений (5)-(7) с учетом (3) можно найти коэффициенты C_ρ^i, D_ν^{gi}, $F_\nu^{gg_2 i}$ для полученного значения η_i . Таким образом, полное решение задачи принципиально совсем несложно. Однако система уравнений (6) имеет очень высокий порядок, поэтому нахождение ее точных решений представляет техническую трудность. Этим объясняются попытки найти приближенное решение уравнений (5)-(7).

Перепишем сначала систему уравнений (6) в символическом виде

$$\sum_{\nu_2 g_2} a\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix} D_{\nu_2}^{g_2} = 0, \tag{9}$$

где введена матрица

$$a\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix} = (P_\nu^g - \eta)\,\delta_{gg_2}\,\delta_{\nu\nu_2} - \delta_{gg_2} \sum_{\nu_3 g_3} \frac{\delta_1\, \Gamma_{\nu\nu_3}^{g_3}\, \Gamma_{\nu_2\nu_3}^{g_3}}{P_{\nu_3}^{gg_3} - \eta} -$$

$$- \sum_{\nu_3} \frac{\delta_1'\, \Gamma_{\nu\nu_3}^{g_2}\, \Gamma_{\nu_2\nu_3}^{g}}{P_{\nu_3}^{gg_2} - \eta} - \sum_{\rho} \frac{\Gamma_{\rho\nu}^{g}\, \Gamma_{\rho\nu_2}^{g_2}}{\varepsilon(\rho) - \eta} . \tag{10}$$

Ее диагональные элементы

$$a\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix} = P_\nu^g - \eta - \sum_{\nu_3 g_3} \frac{\left(\Gamma_{\nu\nu_3}^{g_3}\right)^2 (1 + \delta_{gg_3})}{P_{\nu_3}^{gg_3} - \eta} - \sum_{\rho} \frac{\left(\Gamma_{\rho\nu}^{g}\right)^2}{\varepsilon(\rho) - \eta} . \tag{11}$$

Назовем матрицу (10) фундаментальной. В этих обозначениях получаем следующее уравнение для энергий состояний η_i :

$$\det a\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix} = 0. \tag{12}$$

Найдем приближенное решение уравнения (12). Будем предполагать, что в каждое решение уравнений (5)-(7) основной вклад будет давать какой-либо один полюс типа (8). Расчеты, представленные в [4], показывают, что это предположение во многих случаях выполняется. Рассмотрим три возможных случая, в соответствии с тремя типами полюсов.

2.1. Решение, соответствующее фундаментальному полюсу типа $P_{\nu_0}^{g_0}$

Самое грубое приближение в данном случае получим, если

отбросим все недиагональные элементы фундаментальной матрицы (10). Тогда решение, соответствующее полюсу $P_{\nu_0}^{g_0}$, находим из следующего простого уравнения

$$a\begin{pmatrix} g_0 & g_0 \\ \nu_0 & \nu_0 \end{pmatrix} = 0 . \tag{12.1.1}$$

Этот случай не представляет практического интереса, т.к. соответствует тому, что вблизи данного решения имеется лишь один фундаментальный полюс типа квазичастица плюс фонон, а остальные находятся очень далеко и слабо с ним связаны. В этом предельном случае $D_{\nu_0}^{g_0} \neq 0$, а остальные $D_\nu^g = 0$.

Учтем последовательно к данной выделенной однофононной конфигурации примесь других однофононных конфигураций, или, другими словами, взаимодействие данного полюса $P_{\nu_0}^{g_0}$ с другими полюсами типа P_ν^g .

Разлагая левую часть уравнения (12) по малым недиагональным элементам фундаментальной матрицы (10), получим в первом приближении уравнение для энергии состояния, соответствующего полюсу $P_{\nu_0}^{g_0}$:

$$a\begin{pmatrix} g_0 & g_0 \\ \nu_0 & \nu_0 \end{pmatrix} - \sum_{(\nu g) \neq (\nu_0 g_0)} \frac{1}{a\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix}} \left(a\begin{pmatrix} g_0 & g \\ \nu_0 & \nu \end{pmatrix} \right)^2 = 0 . \tag{12.1.2}$$

Данное приближенное уравнение соответствует учету в фундаментальной матрице (10) всех диагональных элементов, а из недиагональных - только одной строки и одного столбца с номером ($\nu_0 g_0$). Уравнение (12.1.2) соответствует уравнению (26) в [4], полученному в когерентном однополюсном приближении для случая одного ρ в волновой функции (2). Если учесть остальные недиагональные элементы фундаментальной матрицы (10), то уравнение (12) можно записать в следующем виде:

$$a\begin{pmatrix} g_c & g_c \\ \nu_c & \nu_c \end{pmatrix} - \sum_{\substack{(\nu g)\neq \\ (\nu_c g_c)}} \frac{1}{a\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix}} \left[a\begin{pmatrix} g_c & g \\ \nu_c & \nu \end{pmatrix}\right]^2 + \sum_{\substack{(g\nu)\neq \\ (g_2 \nu_2)}} \frac{a\begin{pmatrix} g_c & g \\ \nu_c & \nu \end{pmatrix}}{a\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix}} \frac{a\begin{pmatrix} g_c & g_2 \\ \nu_c & \nu_2 \end{pmatrix}}{a\begin{pmatrix} g_2 & g_2 \\ \nu_2 & \nu_2 \end{pmatrix}} a\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix} = 0 . \qquad (I2.I.3)$$

2.2. Решение, соответствующее фундаментальному полюсу типа $\varepsilon(\rho_c)$

В этом случае, если решение уравнения (I2) оказывается близким к фундаментальному полюсу $\varepsilon(\rho_c)$, то все элементы матрицы (I0) будут содержать полюсные члены $\sim \frac{1}{\varepsilon(\rho_c) - \eta}$, и эту матрицу можно будет представить в виде:

$$a\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix} = - \frac{\Gamma^{g}_{\rho_c \nu} \Gamma^{g_2}_{\rho_c \nu_2}}{\varepsilon(\rho_c) - \eta} + \alpha\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix} . \qquad (I3)$$

Конкретный вид матрицы $\alpha\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix}$ можно легко получить, непосредственно сравнивая (I0) и (I3). Будем считать недиагональные неполюсные элементы матрицы (I3) $\alpha\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix}$ малыми величинами $(\nu g \neq \nu_2 g_2)$. Тогда, воспользовавшись результатами, приведенными в Приложении, получим по формуле (П.6) уравнение для энергии состоянин, соответствующего полюсу $\varepsilon(\rho_c)$:

$$\varepsilon(\rho_c) - \eta - \sum_{\nu g} \frac{\left(\Gamma^{g}_{\rho_c \nu}\right)^2}{\alpha\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix}} + \Delta_{\rho_c} = 0 , \qquad (I2.2)$$

где

$$\Delta_{\rho_0} = - \sum_{\substack{(\nu g)\neq \\ (\nu_2 g_2)}} \frac{\left[\alpha\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix}\right]^2 \left(\Gamma^{g}_{\rho_0 \nu}\right)^2}{\left[\alpha\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix}\right]^2 \alpha\begin{pmatrix} g_2 & g_2 \\ \nu_2 & \nu_2 \end{pmatrix}} . \qquad (I4)$$

При выводе уравнения (I2.2) мы пренебрегали некогерентными членами, а также поправками более высокого порядка по $\alpha\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix}$.

Если пренебречь всеми недиагональными неполюсными элементами матрицы (I3), то получим $\Delta_{\rho_0} = 0$, и уравнение (I2.2) сведется к уравнению (24) из работы /4/, полученному в когерентном однополюсном приближении.

2.3. Решение, соответствующее фундаментальному полюсу типа $P^{g_1^0 g_2^0}_{\nu_0}$

Если решение уравнения (I2) находится близко от фундаментального полюса $P^{g_1^0 g_2^0}_{\nu_0}$, то, выделив в фундаментальный матрице (I0) полюсные члены $\sim \frac{1}{P^{g_1^0 g_2^0}_{\nu_0} - \eta}$, мы разобьем ее на четыре субматрицы

$$a\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix} = \left(\begin{array}{c|c} I & II \\ \hline III & IV \end{array}\right) . \qquad (I5)$$

Полюсные члены $\sim \frac{1}{P^{g_1^0 g_2^0}_{\nu_0} - \eta}$ будут содержаться только в субматрице I. Представим элементы этой субматрицы в виде

$$a\begin{pmatrix} g_i^0 & g_j^0 \\ \nu_1 & \nu_2 \end{pmatrix} = - \frac{\delta_1 \Gamma^{\bar g_i^0}_{\nu_1 \nu_0} \Gamma^{\bar g_j^0}_{\nu_2 \nu_0}}{P^{g_1^0 g_2^0}_{\nu_0} - \eta} + \alpha\begin{pmatrix} g_i^0 & g_j^0 \\ \nu_1 & \nu_2 \end{pmatrix}, \quad i,j = 1,2 , \qquad (I6)$$

где

$$\overline{g_1^c} = g_2^c\,, \quad \overline{g_2^c} = g_1^c\,.$$

Сравнивая (I6) и (I0), можно установить конкретный вид $\alpha\begin{pmatrix} g_i^c & g_j^c \\ \nu_1 & \nu_2 \end{pmatrix}$.

Если считать недиагональные неполюсные элементы матрицы (I6) малыми по сравнению с полюсными и диагональными, то можно воспользоваться результатами, полученными в Приложении для матрицы (П5), и разложить ее по малым недиагональным неполюсным элементам. Пренебрегая всеми недиагональными элементами в субматрицах П-IУ, мы получим тогда результат, аналогичный уравнению (I2.2). Если же мы учтем недиагональные элементы во всех субматрицах и проведем разложение по малым недиагональным неполюсным элементам полной матрицы (I5), то получим следующее уравнение для энергии состояния, соответствующего фундаментальному полюсу

$$P^{g_1^c g_2^c}_{\nu_c} - \eta - \sum_{\substack{i=1,2 \\ \nu}} \frac{\left(\Gamma^{g_i^c}_{\nu\nu_c}\right)^2}{\alpha\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu & \nu \end{pmatrix}} + \Delta^{g_1^c g_2^c}_{\nu_c} = 0\,, \qquad (I2.3)$$

где

$$\Delta^{g_1^c g_2^c}_{\nu_c} = -\sum_{\substack{i=1,2 \\ \nu_1,\nu_2 \\ g \neq g_i^c}} \frac{\left[a\begin{pmatrix} g_i^c & g \\ \nu_1 & \nu_2 \end{pmatrix}\right]^2 \left(\Gamma^{\overline{g_i^c}}_{\nu_1\nu_c}\right)^2}{\left[\alpha\begin{pmatrix} g_i^c & g_i^c \\ \nu_1 & \nu_1 \end{pmatrix}\right]^2 a\begin{pmatrix} g & g \\ \nu_2 & \nu_2 \end{pmatrix}} - \sum_{\substack{i,j=1,2 \\ \nu_1,\nu_2 \\ (\nu_1 g_i^c) \neq (\nu_2 g_j^c)}} \frac{\left[\alpha\begin{pmatrix} g_i^c & g_j^c \\ \nu_1 & \nu_1 \end{pmatrix}\right]^2 \left(\Gamma^{\overline{g_i^c}}_{\nu_2\nu_c}\right)^2}{\left[a\begin{pmatrix} g_i^c & g_i^c \\ \nu_2 & \nu_2 \end{pmatrix}\right]^2 \alpha\begin{pmatrix} g_j^c & g_j^c \\ \nu_1 & \nu_1 \end{pmatrix}}\,. \qquad (I7)$$

Во всех рассмотренных выше случаях мы считали, что решение уравнения (I2) находится вблизи какого-нибудь фундаментального полюса и выделяли соответствующие полюсные члены, учитывая связь с другими полюсами, как малую поправку. Однако такое рассмотрение не является удовлетворительным, если два или несколько полюсов расположены близко друг к другу. Исследование этих вопросов требует специального рассмотрения.

После того как найден корень уравнения (I2) η_i по формулам (5)-(7) с учетом условия нормировки (3), определяем коэффициенты волновой функции (2) C_f^i, D_ν^{gi}, $F_\nu^{gg_2 i}$, тем самым полностью решив задачу.

В заключение благодарим В.Г.Соловьева за внимание к данной работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

I. Для матрицы $A^{o}_{ij} = b_i \delta_{ij} + a_{ij}$, (ПI)

элементы которой удовлетворяют условию

$$a_{ij}\, a_{i'j'} = a_{ij'}\, a_{i'j}, \qquad (\text{П}2)$$

выполняется следующее соотношение:

$$\det A^{o}_{ij} = \Big(1 + \sum_s \frac{a_{ss}}{b_s}\Big) \cdot \prod_s b_s \qquad (\text{П}3)$$

Алгебраическое дополнение элемента A^{o}_{ij}

$$\alpha_{ij} = \begin{cases} -a_{ji} \cdot \prod\limits_{s \neq i,j} b_s, & \text{если } i \neq j \\ \Big(1 + \sum\limits_{s \neq i} \frac{a_{ss}}{b_s}\Big) \cdot \prod\limits_{s \neq i} b_s, & \text{если } i = j \end{cases} \qquad (\text{П}4)$$

2. Для матрицы более общего вида

$$A_{ij} = A^{o}_{ij} + \varepsilon_{ij} = b_i \delta_{ij} + a_{ij} + \varepsilon_{ij}, \qquad (\text{П}5)$$

у которой ε_{ij} -малые величины, причем $\varepsilon_{ii} = 0$,
можно провести разложение ее детерминанта по малым величинам:

$$\det A_{ij} = \det A^{o}_{ij} + \sum_{k\ell} \alpha_{k\ell}\, \varepsilon_{k\ell} - \sum_{k\ell mn} \alpha^{(2)}_{k\ell mn}\, \varepsilon_{k\ell}\, \varepsilon_{mn} + \cdots \qquad (\text{П}6)$$

Здесь $\det A^{o}_{ij}$ определен в (П3), $\alpha_{k\ell}$ - в (П4),
отличны от нуля коэффициенты

$$\alpha^{(2)}_{k\ell mn} = \begin{cases} -a_{nk} \prod\limits_{s \neq k,\ell,n} b_s & \text{если } \ell = m,\ n \neq k,\ell \\ \Big(1 + \sum\limits_{s \neq k,\ell} \frac{a_{ss}}{b_s}\Big) \cdot \prod\limits_{s \neq k,\ell} b_s & \text{если } \ell = m,\ k = n \end{cases} \qquad (\text{П}7)$$

Литература

1. В.Г.Соловьев, ЯФ 13(1971) 48; 15(1972)733.
2. В.Г.Соловьев, Изв.АН СССР (сер.физ.) 35(1971)666.
3. V.G.Soloviev, L.A.Malov, Nucl.Phys. A196(1972)433.
4. Л.А.Малов, В.Г.Соловьев, препринт ОИЯИ Р4-7639 (1973).
5. А.И.Вдовин, В.Г.Соловьев, ТМФ 19(1974)275.
6. G.Kyrchev, V.G.Soloviev, Preprint JINR E4-7764(1974).
7. V.G.Soloviev, Preprint JINR E4-8116(1974).
8. В.Г.Соловьев, Теория сложных ядер. Наука, М., 1971 .

Рукопись поступила в издательский отдел
16 декабря 1974 г.