КОЛЛЕКТИВНЫЕ НИЗКОЛЕЖАЩИЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР. ВОЗМОЖНОСТИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

С.Т. Беляев

Институт ядерной физики, Новосибирск

1. Феноменологические модели

Нижние возбужденные состояния четно-четных ядер (скажем, ниже 2,5-3 Мэв) в большинстве имеют коллективную природу. Однако о характере и природе этой "коллективности" не всегда можно судить однозначно. Большое число состояний 0^+, 1^+, большие квадрупольные моменты в "сферических" состояниях 2^+ - примеры фактов, не находящих количественного объяснения в рамках традиционных моделей. По существу все наши феноменологические модели базируются на двух простых моделях жесткого ротатора и гармонического вибратора. Иногда оказываются очень удачными (для описания хотя бы группы уровней) простые интерполяции или обобщения этих моделей. Так, отклонения от чисто ротационной последовательности уровней хорошо описываются следующими двумя формулами /1,2/:

$$E = \frac{1}{2} a \omega^2 + \frac{1}{4} \beta \omega^4 \quad , \tag{1}$$

где $\omega(I)$ определяется из $\partial E / \partial \sqrt{I(I+1)} = \omega$

$$E = C(\mathcal{F} - \mathcal{F}_0)^2 + \frac{I(I+1)}{2\mathcal{F}} , \tag{2}$$

где $\mathcal{F}(I)$ определяется из условия экстремума $\partial E / \partial \mathcal{F} = 0$. (Можно убедиться в полной эквивалентности этих формул, причем $a = \mathcal{F}_0$, $\beta = \frac{3}{4C}$.) Другим примером более развитой интерполяционной модели (позволяющей вычислять не только положения уровней, но и вероятности переходов) является модель Давыдова-Филиппова.

2. Микроскопические модели

Более глубокие закономерности коллективных состояний, их нуклонную структуру можно выяснить лишь в рамках микроскопических моделей. Исходная позиция этих моделей - нуклоны, движущиеся в некоторой потенциальной яме (самосогласованность которой предполага-

ется, но не всегда явно обеспечивается), взаимодействуют остаточными (эффективными) силами. Конечная цель - найти низшие коллективные возбуждения в такой системе и определить их характеристики.

Каждая конкретная реализация микроскопической модели имеет по крайней мере два открытых для критики пункта: выбор исходного эффективного взаимодействия и оправданность сделанных при решении приближений. Соответственно и улучшение моделей идет как путем варьирования и уточнения вида взаимодействия (к сожалению, часто путем увеличения числа свободных параметров), так и путем уточнения расчетной схемы (обычно путем ее усложнения и расширения). При всем многообразии конкретных расчетов основой микроскопического описания коллективных возбуждений остается приближение хаотических фаз *(RPA)*. Всегда ли применимо это приближение? Когда оно становится неприменимым? Как его обобщить?

Хорошо известен один пример коллективных возбуждений - вращение - для описания которых *RPA* непосредственно неприменимо. В этом случае приходится вместо внутреннего вращения рассматривать задачу о вращении, индуцированном извне (кренкинг-модель). Поэтому желательно искать обобщение *RPA*, пригодное также и для рассмотрения вращений.

3. Обозначения и терминология

Введем парные операторы /3/

$$A_{k\mu}(12) = (\tilde{a}(2)\, a(1))_{k\mu}\,,$$
$$B_{k\mu}(12) = (a^{+}(2)\, a(1))_{k\mu}\,. \qquad (3)$$

Здесь $a_m(\nu)$, $a^{+}_m(\nu)$ - операторы уничтожения и рождения нуклона в состоянии $|\nu m\rangle$ (m -проекция момента, $\nu=1,2\ldots$ - остальные квантовые числа; тильда означает сопряжение по времени), $k\mu$ - полный момент пары и его проекция. Удобно также вместо (3) ввести единое матричное обозначение

$$R(12) = \begin{pmatrix} 1-B & -A \\ -A^{+} & \tilde{B} \end{pmatrix} = \Psi(1)\Psi^{+}(2), \qquad (4)$$

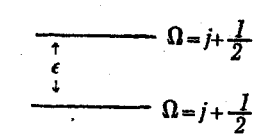
где

$$\Psi(1) = \begin{pmatrix} a(1) \\ \tilde{a}^{+}(1) \end{pmatrix}\;; \quad \Psi^{+}(1) = (a^{+}(1),\, \tilde{a}(1)).$$

4. Точно решаемые модели

Для изучения вопроса о применимости *RPA* полезно рассмотреть некоторые точно решаемые модели.

Мы рассмотрим две модели спаривания нуклонов на двух уровнях.



Для простоты считаем вырождение уровней одинаковым (например, с $j_1=j_2$), расстояние между уровнями ϵ.

Первая модель – спаривание в состоянии $T_z=|1|$ с гамильтонианом

$$H_p=-GA_0^+A_0;\quad A_0=A_{00}(11)+A_{00}(22). \tag{5}$$

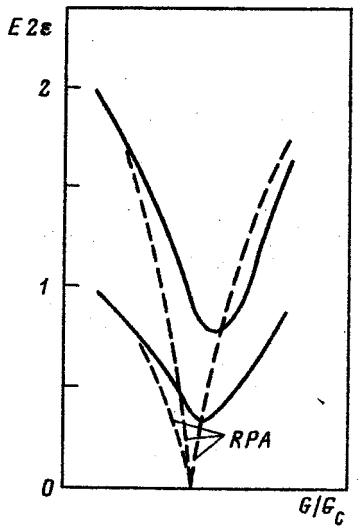
Вторая модель – с изотопически инвариантным спариванием в состоянии с $T=1$:

$$H_p=-G(A_0^\tau)^+A_0^\tau;\quad \tau=1,0,-1.$$

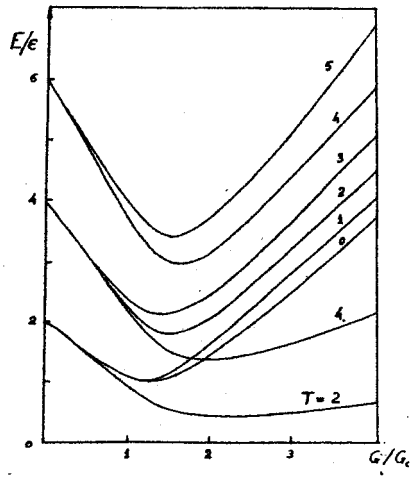
Наиболее интересен случай с числом нуклонов $N=2\Omega$, когда в отсутствие спаривания нижний уровень полностью занят, а верхний свободен. Возбуждение такой системы осуществляется переводом одной, двух и т.д. частиц в верхнее состояние. Ниже мы интересуемся двухчастичными возбуждениями, энергии E_1, E_2... которых при $G=0$ равны 2ϵ, 4ϵ ... По мере роста константы G двухчастичные возбуждения коллективизируются ("парные вибрации"), а при $G=G_c\equiv\frac{\epsilon}{2\Omega}$ становится выгодным спаривание. Интересно сравнить описание этого "фазового перехода" в точных и приближенных решениях.

На фиг. 1 представлены результаты (взятые из /4/) для энергий двух первых возбужденных состояний в модели со спариванием. Видно, что *RPA* дает удовлетворительные результаты как для $G/G_c\ll 1$, так и для $G/G_c\gg 1$, но совершенно неприменимо вблизи $G/G_c=1$.

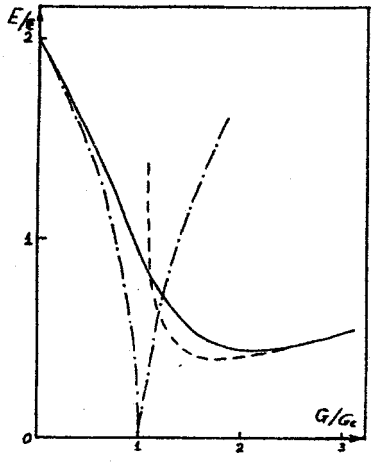
Более поучительны результаты для изотопически инвариантного спаривания /5/. Спектр возбуждений здесь богаче (фиг. 2). Эквидистантный при $G=0$, он переходит в пределе $G/G_c\gg 1$ в систему изотопических "ротационных полос" ($E\approx T(T+1)$.) В этой модели мы можем поэтому проверить *RPA* для описания и ротационных состояний. На фиг. 3 приведено сравнение точного расчета энергии нижнего возбужденного состояния $T=2$ с результатами *RPA*. Видно, что здесь *RPA* справедливо лишь в одном предельном случае $G/G_c\ll 1$, а в "рота-



Фиг. 1. Энергия двух первых возбужденных состояний с $|T_z|=1$ как функции G/G_c. Сплошные кривые – результат точного расчета в модели со спариванием, пунктирные кривые – расчет в приближении хаотических фаз.



Фиг. 2. Спектр возбуждений для модели с изотопически инвариантным спариванием.



Фиг. 3. Энергия нижнего возбужденного состояния $T=2$ как функция G/G_c. Сплошная кривая – результат точного расчета в модели со спариванием, пунктирная кривая – предсказание кренкинг-модели, штрих-пунктирная кривая – расчет в приближении хаотических фаз.

ционной" области оказывается совершенно неприменимым. Для сравнения приведены результаты кренкинг-модели, которые являются удовлетворительными в "ротационной" области, но расходятся при приближении к точке перехода.

Из изучения подобных простых моделей вряд ли следует ждать конструктивных рецептов, но несомненны по крайней мере два вывода:

1) Приближение хаотических фаз *(RPA)* неприменимо для описания вращательных состояний.

2) Ни *RPA* , ни кренкинг-модель не работают в переходной области.

На первый взгляд метод описания переходной области перспективно искать путем "скрещивания" *RPA* с кренкинг-моделью. Однако эта идея вряд ли плодотворна ввиду принципиальной непоследовательности кренкинг-модели. По нашему мнению, первым шагом должна быть замена кренкинг-модели более последовательным описанием вращательных возбуждений.

5. Почему *RPA* не применимо для описания вращений?

Пусть гамильтониан системы схематически имеет вид

$$H = \{B\} + \{BB\} + \{A^+ A\}, \tag{6}$$

где фигурные скобки означают линейные или квадратичные комбинации операторов B , A или A^+ . Рассмотрим уравнение движения, например

$$[A, H]_- = 2\epsilon A + BA. \tag{7}$$

Суть *RPA* состоит в линеаризации правой части

$$\approx 2\epsilon A + \langle B\rangle A + \langle A\rangle B, \tag{8}$$

где средние $\langle \ldots \rangle$ должны определяться из нелинейного уравнения

$$2\epsilon \langle A\rangle + \langle B\rangle\langle A\rangle = 0.$$

Последнее уравнение эквивалентно уравнению Хартри-Фока для матрицы плотности R вида

$$[R, S]_- = 0; \quad R^2 = R,$$

где S – самосогласованный гамильтониан, в свою очередь зависящий от R . В случае спаривания уравнения сохраняют свой вид, если под S и R понимать матрицы

$$S = \begin{pmatrix} \epsilon & -\Delta \\ -\Delta^{+} & -\epsilon \end{pmatrix}; \quad R = \begin{pmatrix} \langle a a^{+} \rangle & \langle a \tilde{a} \rangle \\ \langle \tilde{a}^{+} a^{+} \rangle & \langle \tilde{a}^{+} \tilde{a} \rangle \end{pmatrix}.$$

Схема *RPA* состоит, таким образом, из:

1) Решения уравнений Хартри-Фока для средних (диагональных матричных элементов).

2) Решения линейных уравнений для недиагональных матричных элементов от B , A , A^{+}.

3) Справедливость этой схемы требует малости недиагональных элементов по сравнению с диагональными.

В этом смысле отличие вращательной схемы уровней от осцилляторной принципиально: во вращательной полосе диагональные и недиагональные матричные элементы (например, от квадрупольного момента) одного порядка.

В этом случае мы не можем сформулировать замкнутых уравнений для обычной матрицы плотности (т.е. средних величин по одному - основному - состоянию). Однако требуемое обобщение обычной матрицы плотности очевидно.

Обобщенная матрица плотности

Ниже мы будем рассматривать параллельно две физически различные, но методически близкие задачи: спаривание и вращение.

А. Спаривание

Рассмотрим систему нуклонов на группе 2Ω одночастичных уровней с квантовыми числами ν , причем состояния, сопряженные по времени ν , $\tilde{\nu}$, вырождены ($\epsilon_{\nu} = \epsilon_{\tilde{\nu}}$) . Гамильтониан предполагаем в виде

$$H = \sum_{\nu} \epsilon_{\nu} (B_{\nu} + B_{\tilde{\nu}}) - G \sum_{\nu\nu'} A_{\nu}^{+} A_{\nu'} , \tag{9}$$

$$A_{\nu} = a_{\tilde{\nu}} a_{\nu}; \quad B_{\nu} = a_{\nu}^{+} a_{\nu}; \quad B_{\tilde{\nu}} = a_{\tilde{\nu}}^{+} a_{\tilde{\nu}}.$$

Определим комбинированный оператор

$$R_{\nu\sigma,\nu'\sigma'} = \delta_{\nu\nu'} (R_{\nu})_{\sigma\sigma'} = \begin{pmatrix} 1 - B_{\nu} & -A_{\nu} \\ -A_{\nu}^{+} & B_{\tilde{\nu}} \end{pmatrix}_{\sigma\sigma'}. \tag{10}$$

Коммутируя R_{ν} и H , находим

$$[R_{\nu}, H]_{-} = -[R_{\nu}, S_{\nu}]_{-}, \tag{11}$$

где S имеет смысл самосогласованного одночастичного гамильтониана

$$S_\nu = \begin{pmatrix} \epsilon_\nu & -\Delta \\ -\Delta^+ & -\epsilon_\nu \end{pmatrix}; \quad \Delta = G \sum_\nu A_\nu . \tag{12}$$

Заметим связь R_ν с оператором числа частиц

$$\hat{N} = \Omega - \sum_\nu tr(r^3 R_\nu) \tag{13}$$

(tr – шпур по матричным (2x2) индексам, сумма берется как и всюду, по парам состояний, т.е. $\sum_\nu 1 = \Omega$).

Если усреднить уравнение (11) по основному состоянию системы N частиц (оставляя средние только от операторов B_ν), то получим обычное уравнение Хартри-Фока. Однако в случае спаривания недиагональные величины $\langle N-2|A_\nu|N\rangle$ имеют тот же порядок, что и диагональные $\langle N|B_\nu|N\rangle$. Будем поэтому рассматривать одновременно пространство основных состояний четных ядер

$$\ldots, \ |N-2\rangle, \ |N\rangle, \ |N+2\rangle, \ \ldots,$$

определив в этом пространстве обобщенную матрицу плотности

$$\langle N|R_{\nu\sigma,\nu'\sigma'}|N'\rangle. \tag{14}$$

В. Вращение

В этом случае обобщенная матрица плотности определяется в пространстве вращательной полосы $|JM\rangle$ или в более общем случае (для неаксиальных ядер) – на группе состояний $|KJM\rangle$, т.е.

$$\langle KJM|R_{\nu\sigma,\nu'\sigma'}|K'J'M'\rangle. \tag{15}$$

Оба разобранных примера иллюстрируют идею обобщения матрицы плотности. R является теперь матрицей не только во "внутреннем" (одночастичном) пространстве, но и во "внешнем" (коллективном). Чтобы подчеркнуть формальную эквивалентность этих пространств, перепишем, например, (15) в виде

$$\langle KJM, \nu\sigma|R|K'J'M', \nu'\sigma'\rangle. \tag{16}$$

Уравнение для R имеет вид (ср. 11)

$$[R,H]_- = -[R,S]_-, \tag{17}$$

где S следует также понимать как матрицу в обобщенном пространстве.

В адиабатическом приближении (при полном пренебрежении расщеплением вращательной полосы) матрица (16) определяется из уравнений

$$[R,S]_{-}=0; \quad R^2=R, \tag{18}$$

которые формально совпадают с уравнениями для обычной матрицы плотности. Обобщение состоит лишь в расширении пространства. Конечно, это "лишь" вносит немалые усложнения при решении уравнений (18) (и еще большие при нахождении адиабатических поправок). Ниже мы наметим один из возможных путей существенного упрощения задачи.

7. Операторы в коллективном пространстве

Коллективное пространство - совокупность сильно связанных состояний системы - обычно соответствует немногим степеням свободы и можно явно ввести соответствующие переменные и операторы. Для большей наглядности мы будем ниже параллельно рассматривать случаи спаривания и вращения. Для спаривания в качестве коллективных переменных можно выбрать оператор числа частиц N_{0p} (не путать с (13)!) и сопряженную ему фазу ϕ. Для вращения - эйлеровы углы θ_i и обычные операторы момента в лабораторной J_μ и "собственной" $I_\lambda=\vec{n}_\lambda\cdot\vec{J}$ системах:

Спаривание	Вращение
$\phi;\ N_{0p}=-i\frac{\partial}{\partial\phi}$	$\theta_i;\ J_\mu;\ I_\lambda$

Одночастичный гамильтониан S не диагонален в коллективном пространстве, т.е. не коммутирует с N_{0p} и J_μ. Однако существует оператор в полном (одночастичном + коллективном) пространстве, коммутирующий с S. В наших случаях

$$[S,N_{0p}+r^3]_{-}=0 \qquad [S,\vec{J}+\vec{j}]_{-}=0, \tag{19}$$

где $\vec{j}$ - одночастичный оператор момента, а r^3 - матрица Паули. Физический смысл (19) очевиден. Так, изменение N в обкладках (14) происходит из-за внутренних операторов (aa или a^+a^+), меняющих число частиц.

Пусть D - унитарный оператор во внутреннем пространстве такой, чтобы

$$D(N_{0p}+r^3)D^{-1}=N_{0p} \qquad D(\vec{J}+\vec{j})D^{-1}=\vec{J}. \tag{20}$$

Очевидно, что (20) возможно только тогда, когда D зависит от коллективных переменных. Легко проверить, что такие операторы существуют

$$D(\phi)=exp(i\phi r^3) \qquad D(\theta_1)\to D^1_{mm'}(\theta_1), \tag{21}$$

($D(\theta_1)$в $|jm>$ представлении совпадает с D-функцией Вигнера).

Уравнение (17) после унитарного преобразования (21) принимает вид

$$[h,r]_-+[s,r]_-=0, \tag{22}$$

где $r=DRD^{-1}$, $h=DHD^{-1}$, $s=DSD^{-1}$. Заметим, что в силу (19) и (20)

$$[s,N_{0p}]_-=0, \quad \text{т.е. } s(N_{0p}) \qquad [\vec{s},\vec{J}]_-=0, \quad \text{т.е. } s(\vec{I}) \tag{23}$$

(s не зависят от коллективных углов ϕ,θ_1). С другой стороны, гамильтониан H по определению имеет только матричные элементы во внешнем пространстве ($|N>$ и $\Sigma a_K|KJM>$ - собственные функции H), поэтому после преобразования

$$h=DH(N_{0p})D^{-1}=H(N_{0p}-r^3) \qquad h=DH(\vec{I})D^{-1}=H(\vec{I}-\vec{j}), \tag{24}$$

т.е. h зависит уже и от внутренних переменных. Для случая спаривания эта зависимость очень проста, так как тождественно

$$h=H(N-r^3)=h_0(N)-r^3\lambda(N),$$

где

$$h_0(N)=\frac{1}{2}\{H(N+1)+H(N-1)\},$$
$$\lambda(N)=\frac{1}{2}\{H(N+1)-H(N-1)\}. \tag{25}$$

Преобразованное уравнение (22) оказывается значительно проще исходного (17). Дальнейшее его решение для наших случаев удобно рассмотреть раздельно.

8. Спаривание (точный учет постоянства числа частиц)

В уравнении (22) коллективное пространство представлено только одним оператором N_{0p} (ни одна величина не зависит от угла ϕ - см (23)), поэтому его можно считать числовым параметром. Это обстоятельство существенно упрощает задачу о спаривании и допускает точное решение уравнения (22). В случае же вращения наличие в (22)

трех некоммутирующих операторов I_λ является заметным усложнением.

Первый член $h_0(N)$ в (25) коммутирует с r в (22), а член $-r^3\lambda(N)$ имеет ту же структуру, что и член в s, содержащий одночастичные энергии ϵ (см. (12)). Поэтому уравнение (22) приводится к виду

$$[s', r]_- = 0, \tag{26}$$

где в s' (в отличие от s) одночастичные энергии отсчитываются от химического потенциала $\lambda(N)$.

Решение уравнения (26) известно:

$$r_\nu = \begin{pmatrix} 1-v_\nu^2 & -u_\nu v_\nu \\ -u_\nu v_\nu & v_\nu^2 \end{pmatrix}; \quad v_\nu^2 = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\epsilon_\nu - \lambda}{E_\nu}\right), \quad 2u_\nu v_\nu = \frac{\bar{\Delta}}{E_\nu}, \tag{27}$$

$$E_\nu = \sqrt{(\epsilon_\nu - \lambda)^2 + \bar{\Delta}^2}\ .$$

(Все эти величины зависят от N_{op} как от параметра.) Матрица плотности получается обратным D-преобразованием

$$R = D^{-1} r_\nu D = \begin{pmatrix} 1-v_\nu^2(N+1) & -e^{-i\phi} uv\, e^{-i\phi} \\ -e^{i\phi} uv\, e^{i\phi} & v_\nu^2(N-1) \end{pmatrix}. \tag{28}$$

Для определения параметра спаривания $\bar{\Delta}(N)$ и химического потенциала $\lambda(N)$ из (28) получаем

$$1 = G \sum_\nu 1/E_\nu,$$
$$N = \sum_\nu \{ v_\nu^2(N+1) + v_\nu^2(N-1) \}. \tag{29}$$

По найденному из (29) химическому потенциалу $\lambda(N)$ найдем $H(N)$ из (25).

9. Схема решения задачи о вращении

По причинам, отмеченным выше, уравнение (22) для случая вращения не допускает решения, аналогичного случаю спаривания. Воспользуемся малым параметром адиабатичности (малость энергии вращения по сравнению с энергией внутренних возбуждений). В нулевом приближении мы можем пренебречь в (22) членом с h (дающим расщепление вращательных состояний). Тогда (22) сводится к обычному уравнению для одночастичной матрицы плотности $[s, r]_- = 0$ и можно искать решение, не зависящее от коллективных переменных.

В следующих порядках появляется зависимость от коллективных операторов I_λ. Ищем решение (22) в виде разложения по степеням

$$s = \overset{0}{s} + \vec{s} \cdot \vec{I} + \dots$$
$$r = \overset{0}{r} + \vec{r} \cdot \vec{I} + \dots \tag{30}$$

Для $h\,(\vec{I}-\vec{j})$ в низшем приближении следует ограничиться квадратичным членом

$$h = \frac{1}{2\mathcal{F}}(\vec{I}-\vec{j})^2 + \ldots \qquad (31)$$

Дальнейшее решение состоит в последовательном определении как членов разложения в (30), так и коэффициентов разложения коллективного гамильтониана (31). Так, уравнение первого приближения (коэффициенты при $\vec{I}$) имеет вид

$$[\vec{s},\vec{r}]_- + [\vec{s},\vec{r}^{\,0}]_- - \frac{1}{\mathcal{F}}[\vec{j},\vec{r}^{\,0}]_- = 0. \qquad (32)$$

Это уравнение (вместе с условием согласования для s) определяет поправки первого порядка к матрице плотности. Момент инерции $\mathcal{F}$, входящий в (32) в виде параметра, определяется из дополнительного условия согласования

$$J_\mu = Tr\,(j_\mu D^{-1} r D),$$

смысл которого очевиден: оператор в коллективном пространстве J_μ должен равняться полному моменту системы нуклонов.

Изложенная схема решения задачи о вращении идейно очень проста, хотя практические расчеты громоздки. (Детали и результаты расчетов можно найти в работе Зелевинского и автора доклада /6/, где, однако, использовался несколько иной метод.)

10. Заключение. Возможности и пути обобщения

Предложенный метод рассмотрения (квази) вращательных возбуждений можно разбить на следующие этапы:

1. Выделение группы состояний, сильно интерферирующих между собой, но относительно слабо связанных с другими состояниями. Определение коллективного пространства.

2. Установление симметрии и квантовых чисел коллективных состояний, введение соответствующих переменных и операторов.

3. Практическое решение уравнения для матрицы плотности в обобщенном (внутреннем + коллективном) пространстве.

Два первых этапа требуют анализа экспериментальной информации. Наиболее чистый и простой случай коллективного пространства - одна вращательная полоса. Но если происходит сильное перемешивание нес-

кольких полос, то процесс выделения коллективного пространства не столь очевиден. Требуются более детальные и полные экспериментальные данные как об интенсивности переходов, так и их симметрии.

После выделения коллективного пространства и установления его симметрии встает вопрос о решении уравнения для обобщенной матрицы плотности. Даже для одной изолированной вращательной полосы практически возможно лишь приближенное решение. Разложение по адиабатическому параметру в первом приближении приводит к известным результатам кренкинг-модели.

Используя это приближение как исходное, следует установить причины наблюдаемых отклонений экспериментальных спектров от идеальной вращательной полосы. Такими причинами могут быть либо нарушение условий адиабатичности, либо связь с другими полосами. Перспективными являются также поиски других исходных приближений, не использующих условия адиабатичности. Эти исследования проводятся В. Зелевинским и автором доклада.

Литература

1. S.M. Harris. Phys.Rev., 138, B509 (1965).
2. M. Mariscotti, G. Scharff-Goldhaber, B. Buck. Phys. Rev., 178, 1864 (1969).
3. S.T. Belyaev, V.G. Zelevinsky. Nucl.Phys., 39, 582 (1962).
4. R.A. Broglia, B. Sorensen. Nucl.Phys., A110, 241 (1968).
5. G.G. Dussel, E. Maqueda, R. Perazzo. Nucl.Phys., A153, 469 (1970).
6. С.Т. Беляев, В.Г. Зелевинский. ЯФ, 11, 741 (1970).

Дискуссия

И.Н. Михайлов (ОИЯИ): Сравнивая теорию колебательных и вращательных возбуждений, С.Т. Беляев отмечает значительно большую сложность частично-дырочной картины вращательных возбужденных состояний, а также отсутствие больших диагональных матричных элементов у операторов, встречающихся в теории вращения. Обе эти особенности связаны не столько с различиями в самих явлениях (вращений и колебаний), но и с характером их описания. Для ядер с большой деформацией структура операторов, связывающих состояния внутри ротационной полосы (операторов ротонов), обладает той же степенью сложности, что и структура операторов рождения коллективных колебаний в приближении случайной фазы, если ротоны записаны в деформированном базисе.

Простота операторов ротонов и возможность классификации по величине их матричных элементов могут быть показаны на примере очень специальной системы многих тел, которая, однако, является

единственной, допускающей полный анализ. Речь идет о модели Эллиотта, в которой операторами ротонов служат одночастичные операторы квадрупольного момента, входящего в определение межчастичных сил. Для такой системы можно указать базис (гельфандовский базис группы SU_3), в котором операторы ротонов выглядят особенно просто. Функции этого базиса являются суперпозициями состояний ротационных полос, входящих в один мультиплет с фиксированными собственными числами, различающими представления группы SU_3 . Среди функций гельфандовского базиса, принадлежащих представлению SU_3 , соответствующему одной ротационной полосе с большим граничным значением момента количества движения, имеется состояние, аналогичное когерентному состоянию вибратора. Диагональный матричный элемент одного из ротонных операторов в этом состоянии велик по сравнению со всеми матричными элементами от операторов ротонов, связывающих такое состояние с другими.

МОНОПОЛЬНЫЕ $(I^\pi = 0^+)$ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Н.И. Пятов

ОИЯИ, Дубна

Введение

За последние годы резко увеличилось количество экспериментальной информации о монопольных $(I^\pi = 0^+)$ возбуждениях в четно-четных атомных ядрах (особенно в деформированных). Эти состояния обнаружены при кулоновском возбуждении, в бета- и альфа-распадах, в реакциях однонуклонных и двухнуклонных передач, в (n,γ)-реакциях и т.д. 0^+-возбуждения найдены примерно в 30 ядрах в области $150 \leq A \leq 190$, а также в ряде ядер трансурановой области. Во многих ядрах найдено по два-три 0^+ состояния при энергиях, меньших 2 Мэв. Однако до сих пор нет полной систематики экспериментальных данных, за исключением данной в докладе Джелепова на Симпозиуме в Дубне /1/ и работе Бьернхольма /2/. В данной работе по возможности полно собраны сведения о монопольных возбуждениях в деформированных ядрах (раздел *I*).

В разделе *II* дан анализ экспериментальных данных на основе существующих феноменологических и полумикроскопических моделей для описания 0^+-возбуждений.