

СЗУ1а

15/III-71

A-139

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 5576

737/2-71



С.К. Абдулгабова, Н.И. Пятов

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ПАРНЫЕ ВИБРАЦИИ
В ИЗОТОПАХ ИТТЕРБИЯ

1971

P4 - 5576

С.К. Абдулвагабова, Н.И. Пятов

ПАРНЫЕ ВИБРАЦИИ
В ИЗОТОПАХ ИТТЕРБИЯ

СОЮЗНОМЪИ ИНСТИТУТЪ
ЯДРОМЪИ ИССЛЕДОВАНИИ
БЪИЖНОТЕНА

Введение

В последнее время заметно возрос интерес к исследованию парных вибраций ($I^{\pi} = 0^+$), возможность существования которых в атомных ядрах как коллективной ветви возбуждений была предсказана Бором /1/. Это связано с развитием экспериментальных исследований структуры атомных ядер с помощью реакций передачи двух нуклонов. Благодаря когерентному характеру вкладов различных пар нуклонов с орбитальным угловым моментом $L = 0$ в поперечное сечение, в таких реакциях на четно-четных ядрах сильно возбуждается основное состояние. В работе Йошида /2/ впервые указывалось, что парные корреляции приводят к усилению в $(A/6)^2 \sim 40$ раз перехода между основными состояниями по сравнению с переходом в чистое двухквaziчастичное 0^+ состояние. Однако такие двухквaziчастичные состояния (пара квазичастиц на вырожденном уровне) содержат примесь "духового" состояния, возникающего из-за несохранения числа частиц в системе. Исключая "лишнее" состояние (с нулевой энергией), мы получаем коллективную ветвь 0^+ -возбуждений (парные вибрации), описываемых линейной суперпозицией пар квазичастиц на вырожденных орбитах.

Свойства парных вибраций исследовались в ряде работ (см. например, /3-5/). В частности, в работе /4/ предсказывалось, что нижайшие парные вибрации (с энергией $\omega \sim 2\Delta$) будут заселяться в реакциях передачи двух нуклонов намного (\sim в 40 раз) слабее, чем основное состояние. Недавние экспериментальные исследования изотопов U_8 в реакциях $(p, t)^{6/}$ показали, что парные вибрации заметно заселяются в тех ядрах, в которых вблизи поверхности Ферми появляется сильная неоднородность плотности уровней.

Целью настоящей работы является исследование коллективных O^+ -возбуждений, генерированных парным полем, рождающим или уничтожающим пару частиц на вырожденных орбитах. Рассматриваются основные спектроскопические характеристики O^+ -состояний — E0-и E2-переходы и относительные сечения возбуждения их в реакциях двухнуклонных передач.

I. Решение в методе случайной фазы.

Рассмотрим систему нуклонов в заданном среднем поле и взаимодействующих посредством остаточных парных сил, характеризующихся силовым параметром G . В представлении вторичного квантования модельный гамильтониан системы имеет вид:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_{sp} + \mathcal{H}_{pair} \quad (I)$$

$$\mathcal{H}_{sp} = \sum_{\nu} (\epsilon_{\nu} - \lambda) (a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + a_{\bar{\nu}}^{\dagger} a_{\bar{\nu}}) \quad (Ia)$$

$$\mathcal{H}_{pair} = -G \Gamma^{\dagger} \Gamma, \quad \Gamma = \sum_{\nu > 0} a_{\nu} a_{\bar{\nu}}, \quad (Iб)$$

где $\epsilon_{\nu} - \lambda$ — одночастичные энергии, отсчитанные от химпотенциала системы, a_{ν}^{\dagger} и a_{ν} — операторы рождения и уничтожения частиц в состоянии $|\nu\rangle$ соответственно (состояние $|\bar{\nu}\rangle$ сопряжено с ним по времени).

Найдем возбужденные O^+ -состояния в системе с четным числом частиц, используя следующую схему решения.

I. Переходим к представлению квазичастиц с помощью канонического преобразования Боголюбова. В этом представлении

(I) принимает вид:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{срр}} + \mathcal{H}_{\text{ссл}}, \quad (2)$$

$$\mathcal{H}_0 = 2 \sum_{\nu} (\epsilon_{\nu} - \lambda) \psi_{\nu}^2 - \frac{\Delta^2}{G} \quad (2a)$$

$$\mathcal{H}_{\text{срр}} = \sum_{\nu} E_{\nu} B_{\nu} \quad (2б)$$

$$\mathcal{H}_{\text{ссл}} = -\frac{G}{4} \pi^+ \pi, \quad (2в)$$

$$\pi^+ \equiv \sum_{\nu} [(u_{\nu}^2 - v_{\nu}^2)(A_{\nu}^+ + A_{\nu}) + (A_{\nu}^+ - A_{\nu})]. \quad (2г)$$

Здесь u_{ν} и v_{ν} - параметры преобразования Боголюбова,

$E_{\nu} = \sqrt{\Delta^2 + (\epsilon_{\nu} - \lambda)^2}$ - одноквазичастичные энергии, щель $\Delta = G \sum_{\nu} u_{\nu} v_{\nu}$
и операторы A_{ν} и B_{ν} выражаются через операторы квазичастиц:

$$A_{\nu} \equiv \alpha_{\nu} \alpha_{\nu} ; \quad B_{\nu} \equiv \alpha_{\nu}^+ \alpha_{\nu} + \alpha_{\nu}^+ \alpha_{\nu} \quad (3)$$

Теперь в системе существуют двухквазичастичные 0^+ -возбуждения типа $A_{\nu}^+ |0\rangle$, где $|0\rangle$ - квазичастичный вакуум. Однако среди них имеется одно лишнее состояние ("духовое"), обусловленное несохранением числа частиц в системе.

2. Для явного выделения "духового" состояния используем метод, предложенный недавно в работе Маршалека и Венезера /7/.

Для этого вместо операторов A_{ν}^+ и A_{ν} вводится полный набор новых канонических переменных \mathcal{P}_{μ} и \mathcal{L}_{μ} , с помощью которых (2) принимает форму:

$$\mathcal{H} = \text{const} + \frac{1}{2} \sum_{\mu} (\mathcal{P}_{\mu}^2 + \omega_{\mu}^2 \mathcal{L}_{\mu}^2). \quad (4)$$

Предполагается, что операторы \mathcal{P}_μ и \mathcal{L}_μ являются эрмитовскими и удовлетворяют коммутационным соотношениям:

$$[\mathcal{L}_\mu, \mathcal{P}_\nu] = i\delta_{\mu\nu}, \quad [\mathcal{P}_\mu, \mathcal{P}_\nu] = [\mathcal{L}_\mu, \mathcal{L}_\nu] = 0. \quad (5)$$

Собственные значения ω_μ являются решениями системы уравнений:

$$\begin{aligned} [\mathcal{H}, \mathcal{P}_\mu] &= i\omega_\mu^2 \mathcal{L}_\mu \\ [\mathcal{H}, \mathcal{L}_\mu] &= -i \mathcal{P}_\mu. \end{aligned} \quad (6)$$

Форма (4) позволяет в явном виде выделить "духовый" член в гамильтониане, соответствующий решению с $\omega_\mu = 0$.

Операторы \mathcal{P}_μ и \mathcal{L}_μ можно выбрать в виде линейных комбинаций операторов A_ν^+ и A_ν :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_\mu &= \sqrt{\frac{\omega_\mu}{2}} \sum_\nu X_\nu^\mu (A_\nu^+ + A_\nu) \\ \mathcal{L}_\mu &= -\frac{i}{\sqrt{2\omega_\mu}} \sum_\nu Y_\nu^\mu (A_\nu^+ - A_\nu). \end{aligned} \quad (7)$$

Обратные преобразования теперь включают в себя также дополнительную пару операторов \mathcal{P}_0 и \mathcal{L}_0 , соответствующих "духовому" состоянию:

$$A_\nu^+ + A_\nu = \sum_\mu \sqrt{\frac{2}{\omega_\mu}} Y_\nu^\mu \mathcal{P}_\mu \quad (8)$$

$$A_\nu^+ - A_\nu = \sum_\mu \sqrt{2\omega_\mu} X_\nu^\mu \mathcal{L}_\mu.$$

Из приближенного коммутационного соотношения $[A_\nu, A_\mu^+] \approx \delta_{\mu\nu}$ и соотношений (5) - (8) получаем условия ортонормировки для

амплитуд:

$$\sum_{\mu} X_{\nu}^{\mu} Y_{\nu'}^{\mu} = \delta_{\nu\nu'} \quad (9)$$

$$\sum_{\nu} \sqrt{\frac{\omega_{\nu}}{\omega_{\mu}}} X_{\nu}^{\lambda} Y_{\nu}^{\mu} = \delta_{\lambda\mu}$$

Амплитуды X и Y имеют при $\omega \rightarrow 0$ особенности: X рас-
ходится как $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$, а Y стремится к нулю как $\sqrt{\omega}$ [7].

Поэтому удобнее работать с амплитудами:

$$\Psi_{\nu}^{\mu} \equiv \sqrt{\omega_{\mu}} X_{\nu}^{\mu} \quad (10)$$

$$\varphi_{\nu}^{\mu} \equiv \frac{1}{\sqrt{\omega_{\mu}}} Y_{\nu}^{\mu},$$

удовлетворяющими условию ортонормировки:

$$\sum_{\nu} \Psi_{\nu}^{\mu} \varphi_{\nu}^{\lambda} = \delta_{\mu\lambda} \quad (11)$$

Теперь из уравнений движения (6) легко получить секулярное
уравнение для ω_{μ} и выражения для амплитуд Ψ_{ν}^{μ} и φ_{ν}^{μ} :

$$\omega_{\mu}^2 \gamma(\omega_{\mu}) = 0, \quad (12)$$

$$\gamma(\omega_{\mu}) \equiv (\omega_{\mu}^2 - 4\Delta^2) \beta(\omega_{\mu}) - 4d^2(\omega_{\mu}) \quad (12a)$$

$$\beta(\omega_{\mu}) = \sum_{\nu} \frac{1}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega_{\mu}^2)} \quad (12b)$$

$$d(\omega_{\mu}) = \sum_{\nu} \frac{E_{\nu} - \lambda}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega_{\mu}^2)} \quad (12b)$$

$$\Psi_{\nu}^{\mu} = \frac{2}{\beta(\omega_{\mu})\sqrt{2\omega_{\mu}}} \frac{[(E_{\nu} - \lambda)\beta(\omega_{\mu}) - d(\omega_{\mu})][\Delta^2\beta(\omega_{\mu}) - (E_{\nu} - \lambda)d(\omega_{\mu})]}{E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega_{\mu}^2)} \quad (13a)$$

$$\varphi_\nu^\mu = \frac{1}{\sqrt{Z(\omega_\mu)}} \frac{(\varepsilon_\nu - \lambda) \beta(\omega_\mu) - d(\omega_\mu)}{4E_\nu^2 - \omega_\mu^2}, \quad (I3a)$$

где $\omega_\mu \neq 0$ и

$$Z(\omega_\mu) = \frac{2}{\beta(\omega_\mu) \nu} \sum \frac{[(\varepsilon_\nu - \lambda) \beta(\omega_\mu) - d(\omega_\mu)]^2 [\Delta^2 \beta(\omega_\mu) - (\varepsilon_\nu - \lambda) d(\omega_\mu)]}{E_\nu (4E_\nu^2 - \omega_\mu^2)^2} \quad (I3b)$$

Амплитуды φ_ν^0 и φ_ν^1 , соответствующие "духовому" решению с $\omega_\mu = 0$, имеют вид:

$$\psi_\nu^0 = \frac{\Delta \sqrt{b_0}}{2E_\nu \sqrt{\Delta^2 b_0^2 + d_0^2}} \quad (I4a)$$

$$\varphi_\nu^0 = \frac{\Delta^2 b_0 + (\varepsilon_\nu - \lambda) d_0}{4E_\nu^2 \Delta \sqrt{b_0(\Delta^2 b_0^2 + d_0^2)}} \quad (I4b)$$

где

$$b_0 = \frac{1}{\sum \delta E_\nu^3} ; \quad d_0 = \sum \frac{\varepsilon_\nu - \lambda}{\delta E_\nu^3} \quad (I4b)$$

"Духовый" член в гамильтониане (4) $\frac{1}{2} \mathcal{P}_0^2$ оказывается тесно связанным с бозонной частью оператора числа частиц $\hat{\mathcal{N}} = \sum_{\nu} (a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu})$:

$$\hat{\mathcal{N}}_0 = 2 \sum_{\nu} u_{\nu} v_{\nu} (\mathcal{N}_{\nu}^{\dagger} + \mathcal{N}_{\nu}), \quad (I5)$$

именно,

$$\frac{1}{2} \mathcal{P}_0^2 = \frac{\hat{\mathcal{N}}_0^2}{2 \Phi(\Delta)} = \frac{(\hat{\mathcal{N}} - \mathcal{N}_0)^2}{2 \Phi(\Delta)}, \quad (I6)$$

где $\mathcal{N}_0 = 2 \sum_{\nu} v_{\nu}^2$,

$$\phi(\Delta) = \delta \frac{\Lambda^2 b_0^2 + d_0^2}{b_0} \quad (17)$$

Вводя оператор

$$\hat{\Theta} \equiv \frac{1}{\sqrt{\phi(\Delta)}} \mathcal{L}_0 \quad (18)$$

можно записать волновую функцию "духовой" ветви возбуждения в виде:

$$|0_{\text{спирт}}\rangle = \exp\{i n \hat{\Theta}\} |0_B\rangle, \quad (19)$$

где n - ряд натуральных четных чисел (0, 2, 4, ...). Бозонный вакуум $|0_B\rangle$ определен соотношениями [7]:

$$\begin{aligned} Q_\mu |0_B\rangle &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\omega_\mu}} \mathcal{P}_\mu - i \sqrt{\omega_\mu} \mathcal{L}_\mu \right\} |0_B\rangle = 0 \\ \mathcal{P}_0 |0_B\rangle &= 0 \end{aligned} \quad (20)$$

Возбужденные состояния с $\omega_\mu \neq 0$ (парные вибрации) описываются однофононными волновыми функциями:

$$Q_\mu^+ |0_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\omega_\mu}} \mathcal{P}_\mu + i \sqrt{\omega_\mu} \mathcal{L}_\mu \right\} |0_B\rangle. \quad (21)$$

"Духовая" ветвь возбуждений (основные состояния соседних ч.-ч. ядер) имеет, как следует из (16) и (19), энергии:

$$\mathcal{E}_n = \frac{n^2}{2 \phi(\Delta)} \quad (22)$$

Отметим также, что теперь $\hat{\mathcal{N}}_B$ коммутирует с гамильтонианом (4) и, следовательно, число частиц сохраняется в бозонном

приближении не только в основном, но и в возбужденных состояниях.

2. Возбуждение парных вибраций в (p, t) и (t, p) -реакциях.

Следуя работе Иоида /2/, рассмотрим простейшую модель когерентного вклада всех пар нуклонов на вырожденных орбитах в сечение реакции передачи двух нуклонов. Операторы передачи пары нуклонов запишем в виде:

$$\begin{aligned} \Gamma(p, t) &= \sum_{\nu > 0} a_{\nu} a_{\nu}^{\dagger} \\ \Gamma(t, p) &= \Gamma^{\dagger}(p, t). \end{aligned} \quad (23)$$

В бозонном приближении и при условии, что вакуум $|0_B\rangle$ в материнском и дочернем ядрах не различаются, получим простые выражения для сечений реакции:

а) возбуждение основного состояния:

$$\sigma_0 \sim [\langle 0_B | \Gamma(p, t) | 0_B \rangle]^2 \cong [\langle 0_B | \Gamma(t, p) | 0_B \rangle]^2 = \left(\frac{A}{G}\right)^2 \quad (24)$$

б) возбуждение парных вибраций:

$$\begin{aligned} \sigma_{\mu}(p, t) &\sim [\langle 0_B | [Q_{\mu}, \Gamma(p, t)] | 0_B \rangle]^2 = \\ &= \frac{1}{16 G^2 \omega_{\mu}^2 Z(\omega_{\mu})} [\omega_{\mu} b(\omega_{\mu}) + 2 d(\omega_{\mu})]^2, \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\mu}(t, \rho) &= [\langle 0_n | [Q_{\mu}, \Gamma(t, \rho)] | 0_n \rangle]^2 = \\ &= \frac{1}{16 G^2 \omega_{\mu} z(\omega_{\mu})} [\omega_{\mu} v(\omega_{\mu}) - 2d(\omega_{\mu})]^2 \end{aligned} \quad (26)$$

Различие $\sigma_{\mu}(\rho, t)$ и $\sigma_{\mu}(t, \rho)$ связано с вкладом некогерентного члена $d(\omega_{\mu})$. Рассмотрим ряд предельных случаев.

1). Для нижайшего состояния парной вибрации $\omega \sim 2\Delta$ и $d(\omega_{\mu})$ мало по сравнению с $v(\omega_{\mu})$. В этом случае $\sigma_{\mu}(\rho, t) \approx \sigma_{\mu}(t, \rho)$ и для отношения σ_{μ}/σ_0 можно получить простую оценку:

$$\frac{\sigma_{\mu}(\omega_{\mu} \sim 2\Delta)}{\sigma_0} \approx \left[\sum_{\nu} \frac{\Delta^3}{E_{\nu}(E_{\nu} - \lambda)^2} \right]^{-1} \quad (27)$$

Очевидно, что это отношение тем больше, чем меньше плотность уровней вблизи поверхности ферми. В случае сильной неоднородности плотности уровней вблизи поверхности ферми можно ожидать заметного заселения таких 0^+ -возбуждений.

2). При большой плотности полюсов в функциях $v(\omega_{\mu})$ и $d(\omega_{\mu})$ будут получаться решения уравнения (12) с $\omega \approx 2E_{\nu}$. В этом случае анализ формул (25) и (26) приводит к соотношению:

$$\frac{\sigma_{\mu}(\rho, t)}{\sigma_{\mu}(t, \rho)} \approx \frac{u_{\nu}^4}{v_{\nu}^4}, \quad (28)$$

т.е. сечения возбуждения таких состояний в реакциях (ρ, t) и (t, ρ) будут сильно различаться (в отличие от случая $\omega \sim 2\Delta$).

3. Расчеты и обсуждение результатов.

Численные расчеты в рамках рассмотренной модели были проведены для нейтронных парных вибраций в изотопах иттербия с

Таблица I
 Характеристики нейтронных парных вибраций в изотопах иттербия
 (для ряда нижайших по энергии состояний).

Ядро	ω Мэв	$\frac{J^2(E_0)}{e_{eff}^2} \cdot 10^3$	$\frac{B(E2)}{e_{eff}^2} \cdot 10^2$ [S. RU]	X_0	$\frac{G_{ul}(P,t)}{G_0} \%$	$\frac{G_{ult}(P)}{G_0} \%$
$^{168}\text{Yb}_{98}$	1,55	2,1	1,5	1,0	19,3	17,6
	2,02	4,3	0,8	3,5	0,2	4,6
	2,14	2,5	2,5	0,7	3,0	0,1
	2,58	2,3	1,7	0,9	4,6	0,1
	2,68	0,3	5,1	0,1	0,1	7,2
$^{170}\text{Yb}_{100}$	1,57	7,9	1,5	3,6	1,5	2,0
	1,85	0,5	9,6	0,04	0,6	6,6
	2,26	0,9	1,5	0,4	35,4	1,0
	3,59	1,2	0,6	1,4	4,4	0,01
	4,09	1,4	0,7	1,4	0,02	11,4
$^{172}\text{Yb}_{102}$	1,54	0,4	12,2	0,03	4,5	3,2
	1,81	6,1	1,6	2,5	4,0	0,3
	2,14	0,1	2,9	0,02	0,8	26,2
	3,10	2,3	0,5	3,0	0,1	13,4
	3,20	0,3	1,4	0,1	29,0	0,1
$^{174}\text{Yb}_{104}$	1,45	0,5	2,7	0,1	16,3	16,4
	2,00	0,1	7,4	0,01	10,9	0,4
	2,08	4,1	0,3	10,5	0,4	15,4
	2,58	2,7	1,3	1,5	4,8	0,04
	2,92	0,6	0,1	6,0	0,01	15,0
$^{176}\text{Yb}_{106}$	1,64	6,5	0,1	32,3	3,4	5,6
	2,08	2,3	0,01	155	0,5	10,5
	2,19	0,7	1,3	0,4	21,0	0,8

$N=98-106$. В расчетах использовалась та же схема одночастичных уровней Нильссона и параметры Δ и λ , что и в работе /5/. Кроме энергий ω_μ и сечений σ_0 и σ_μ , вычислялись вероятности E0- и E2-переходов с 0^+ -возбуждений на ротационную полосу основного состояния, а также безразмерный параметр Расмуссена /8/.

$$X_0 = \frac{\rho^2(E0) e^2 R_0^4}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2_{g.s.}^+)}, \quad (29)$$

где $\rho^2(E0)$ и $B(E2)$ - приведенные вероятности E0- и E2-переходов соответственно, а R_0 - радиус ядра. Необходимые выражения для них приводились в работе /5/.

Полученные результаты суммированы в таблице I. Значения $\rho^2(E0)$ и $B(E2)$ приведены в единицах эффективного заряда e_{eff}^n нейтрона (предположительно $e_{eff}^n \sim 0,2 - 0,3$ /5/). При вычислении X_0 эффективные заряды для E0- и E2-переходов предполагались одинаковыми. В шестой и седьмой колонках таблицы приведены относительные сечения возбуждения парных вибраций в (ρ, π) - и (π, ρ) -реакциях.

Ввиду некогерентного характера вклада нуклонов в вероятности E0- и E2-переходов, значения $\rho^2(E0)$ и $B(E2)$ малы по сравнению с одночастичными величинами ($\rho_{sp}^2(E0) \sim 1$). Более того, как отмечалось в /5/, E0-переходы в основное состояние целиком обусловлены наличием вблизи поверхности Ферми уровней из различных сферических оболочек. Вследствие малости и нерегулярности поведения $\rho^2(E0)$ и $B(E2)$ их отношение X_0 колеблется в широ-

ких пределах (10^{-2} - 10^2), что является характерным только для парных вибраций (см., например, /9/).

Как и ожидалось, относительные сечения возбуждения низаиших парных вибраций в (p, t) и (t, p) -реакциях слабо различаются. Однако вероятности возбуждения последующих 0^+ - состояний с помощью этих реакций, как правило, резко различаются, т.е. в (p, t) и (t, p) - реакциях будут наблюдаться различные 0^+ - уровни (кроме низаишего) в одном и том же дочернем ядре.

Среди различных 0^+ - состояний всегда существует один или несколько уровней, которые будут сильно возбуждаться в (t, p) или (p, t) - реакции. Низаиший уровень парной вибрации сильно возбуждается только в тех ядрах, у которых появляется щель в одночастичном спектре вблизи поверхности ферми (например, в ^{168}Yb и ^{174}Yb).

Обычно степень коллективизации состояний парной вибрации невелика и приближенное соотношение (28) довольно хорошо выполняется для большинства уровней, кроме низаишего. Структура ряда 0^+ - возбуждений в ^{174}Yb показана в табл. 2.

Ряд 0^+ -состояний с энергией $\omega \geq 2\Delta$ недавно обнаружен в ядрах $^{168-174}\text{Yb}$ в бета-распаде /10/, в реакциях $(p, 2n)$ /11/, (n, γ) /12/ и (p, t) /6/. Однако экспериментальные данные пока недостаточны для одночастичной идентификации среди них состояний типа парных вибраций. По имеющимся оценкам величин $\beta^2(E0)$, $B(E2)$ и X_0 /11/ состояние с энергией 1,543 МэВ в ^{168}Yb может рассматриваться как низаишее состояние нейтронной парной вибрации. При такой интерпретации пока не понятно, почему это состояние не наблюдалось в (p, t) - реакции /6/, хотя теория

Таблица 2

Структура ряда 0^+ -состояний в ^{174}Uf . Показаны энергии уровней ω , амплитуды ψ_v и φ_v их волновые функции и вклад основных двухквартичных компонент в нормировку (в процентах).

ω МэВ	Конфигурация		ψ_v	φ_v	$(\psi_v \varphi_v) \%$
	K^π	$[N n_2 \Lambda]$			
1,45	$7/2^-$	5I4	0,25	1,48	37
	$3/2^-$	5I2	-0,26	-1,52	39,5
	$1/2^-$	52I	-0,10	-0,75	7,5
	$9/2^+$	624	0,08	0,69	5,5
2,00	$3/2^-$	5I2	-0,28	-1,07	30
	$1/2^-$	52I	0,40	1,47	58,8
	$7/2^+$	633	0,15	0,57	8,5
2,08	$7/2^-$	5I4	-0,29	-1,06	30,7
	$9/2^+$	624	0,40	1,42	56,8
	$1/2^-$	5I0	0,11	0,43	4,7
2,58	$7/2^+$	633	0,52	1,47	76,4
	$1/2^-$	52I	-0,26	-0,76	19,8
2,92	$1/2^-$	5I0	-0,46	-1,157	53,4
	$9/2^+$	624	0,31	0,79	24,5
	$3/2^-$	5I2	-0,19	-0,48	9,1

предсказывает возможность сильного заселения его в этой реакции (см. табл. I). По значению параметра $X_0 \sim I$ одно из двух O^+ -состояний при энергиях 1,48 и 1,566 Мэв в ¹⁷⁰Yb также может быть отнесено к типу парных вибраций. Для ядра ¹⁷⁴Yb теоретические предсказания для состояний 1,54 и 2,0 Мэв качественно согласуются с результатами исследований /6/, в которых обнаружены O^+ -уровни при энергиях 1,493 Мэв и 1,89 Мэв, заселяющиеся с интенсивностью 25% и 12% относительно основного состояния соответственно.

Естественно, что рассмотренная нами простая модель без учета далекодействующих остаточных взаимодействий не может дать количественного согласия с экспериментом. Однако она позволяет объяснить ряд свойств экспериментально обнаруженных O^+ -состояний и может стимулировать дальнейшие экспериментальные исследования.

В заключение один из авторов (А.С.) выражает благодарность А.А. Кулиеву за интерес к работе и полезные обсуждения, а также Н.М. Оболевскому за помощь при составлении программы численных расчетов.

Литература

1. A.Bohr. Comptes Rendus du Congres Intern. de Physique Nucl., Paris 1964, vol.I, p.487.
2. S.Yoshida. Nucl.Phys., 33, 685 (1962).
3. D.R.Bes and R.A.Broglia. Nucl.Phys., 80, 289 (1966).
D.R.Bes, R.A.Broglia et al. Nucl.Phys., A143, 1 (1970).
4. O.Mikoshiba, R.K.Sheline et al. Nucl.Phys., A101, 202(1967).

5. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. Изв. АН СССР, сер.физ., 32, 831
(1968).
6. M.Oothoudt, N.M.Hintz and P.Vedelsby. Phys.Lett., 32B, 270
(1970).
7. E.R.Marshalek and J.Weneser. Annals of Physics, 53, 569 (1969)

8. T.O.Rasmussen. Nucl.Phys., 19, 85 (1960).
9. Н.И. Пятов. Доклад на II проблемном симпозиуме по физике ядра. Новосибирск, 1970. Препринт ОИЯИ Р4-5422, Дубна, 1970.
10. В.А. Балалаев, Б.С. Желепов и др. Изв. АН СССР, сер.физ.,
32, 730 (1968).
Н.А. Бонч-Осмоловская, Х. Баллунд и др. Препринт ОИЯИ Р6-4773,
Дубна, 1969.
11. R.Graetzer, G.V.Hagemann and B.Elbek. Nucl.Phys., 16, 1 (1966).
K.Kemp and G.V.Hagemann. Nucl.Phys., A97, 666(1967).
12. R.C.Greenwood, C.W.Reich and S.H.Vegors. Phys.Lett., 33B, 213
(1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
19 января 1971 года.