

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

У204/83

15/8-83

P4-83-325

Нгуен Динь Данг , В.Г.Соловьев

ИЗУЧЕНИЕ ПОПРАВОК
К ПРИБЛИЖЕНИЮ ХАОТИЧЕСКИХ ФАЗ
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

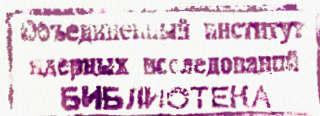
1983

На протяжении последних двух десятилетий в изучении многих свойств возбужденных состояний атомных ядер при низких, промежуточных и высоких энергиях возбуждения успешно применяется квазичастично-фононная модель ядра /КФМ/. При формулировке этой модели вводятся операторы фононов и в приближении хаотических фаз /ПХФ/ находится система уравнений для энергий и волновых функций однофононных состояний ^{/1/}, которые служат базисом в КФМ ^{/2,3/}.

Гамильтониан квазичастично-фононной модели ядра преобразуется с учетом секулярных уравнений в приближении хаотических фаз, при выводе которых отбрасывались некоторые члены первоначального гамильтониана и не учитывались корреляции в основных состояниях.

В настоящее время совершенствуется сама КФМ путем суммирования более широкого класса диаграмм ^{/4/} и расширения области ее применимости ^{/5-7/}. Поэтому представляется необходимым исследование влияния неучтенных поправок в методе ПХФ. Изучение корреляций в основных состояниях сферических и переходных ядер было проведено в ^{/8-11/}. Результаты ^{/8-10/} показали, что в ядрах с одной замкнутой оболочкой число квазичастиц в основных состояниях невелико и им можно пренебречь. Приближение хаотических фаз также применимо при исследовании ядер сферической формы. В переходных ядрах число квазичастиц в основных состояниях не мало, и для них трудно говорить о применимости приближения хаотических фаз. В работе ^{/11/} были получены уравнения, позволяющие вычислять энергию и структуру возбужденных состояний, описываемых волновой функцией, содержащей одно- и двухфононные компоненты с учетом корреляции фононов в основном состоянии ядра. Из ^{/11/} следует, что в сферических ядрах, далеких по N и Z от магических чисел, фононные корреляции в основном состоянии играют немаловажную роль, в то время как в магических и околомагических ядрах их влиянием можно пренебречь.

Что касается отброшенных в методе ПХФ членов, содержащих комбинации 4 квазичастиц типа a^+aa^+a , то их роль до настоящего времени не оценивалась. В качестве первого шага к такой оценке следует изучить поправки к решениям в приближении хаотических фаз путем учета этих членов. Этому изучению и посвящается данная работа.



1. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ГАМИЛЬТОНИАНА МОДЕЛИ

В настоящей работе ограничимся рассмотрением части гамильтониана КФМ, содержащей среднее поле в виде потенциала Вудса-Саксона, взаимодействие, приводящее к спариванию, и мультиполь-мультипольные изоскалярное и изовекторное взаимодействия в канале частица-дырка:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_M^{ph} \quad /1/$$

Мультиполь-мультипольные взаимодействия выбираются в сепарабельной форме и имеют вид:

$$H_M^{ph} = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} \sum_{r\rho=\pm 1} (\kappa_0^{(\lambda)} + \rho \kappa_1^{(\lambda)}) M_{\lambda\mu}^+(r) M_{\lambda\mu}(\rho r) \quad /2/$$

Операторы мультипольного момента $M_{\lambda\mu}^+(r)$ и $M_{\lambda\mu}(r)$ выражены через операторы квазичастиц так:

$$M_{\lambda\mu}^+(r) = \frac{(-)^{\lambda-\mu}}{\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{jj'} f_{jj'}^{(\lambda)} \left\{ \frac{1}{2} u_{jj'}^{(+)} [A^+(jj'; \lambda\mu) + (-)^{\lambda-\mu} A(jj'; \lambda-\mu)] + v_{jj'}^{(-)} B(jj'; \lambda\mu) \right\} \quad /3/$$

$$M_{\lambda\mu}^- = (-)^{\lambda-\mu} M_{\lambda-\mu}^+$$

Обозначение r вводится для удобства при суммировании по нейтронным (n) и протонным (p) квантовым числам:

$$\sum_r Q(r) \equiv Q(n) + Q(p),$$

где $r = \{n, p\}$ и замена $r \rightarrow -r$ означает замену $p \rightarrow n$;

$$A^+(jj'; \lambda\mu) = \sum_{mm'} \langle jmj'm' | \lambda\mu \rangle a_{jm}^+ a_{j'm'}^+ \quad /4/$$

$$B(jj'; \lambda\mu) = \sum_{mm'} (-)^{j+m'} \langle jmj'm' | \lambda\mu \rangle a_{jm}^+ a_{j'-m'}$$

В формулах /3/, /4/ a_{jm}^+ , a_{jm} - операторы рождения и уничтожения квазичастиц на уровне среднего поля с квантовыми числами $(n, \ell, j) \equiv j$ и проекцией m полного момента j ; $\kappa_0^{(\lambda)}$ и $\kappa_1^{(\lambda)}$ - изоскалярная и изовекторная константы мультиполь-мультипольного взаимодействия; $u_{jj'}^{(+)} \equiv u_j v_{j'+} + u_{j'} v_j$, $v_{jj'}^{(-)} \equiv u_j u_{j'} - v_j v_{j'}$ - комбинации коэф-

фициентов преобразования Боголюбова u, v ; радиальная зависимость $R_\lambda(r)$, входящая в матричные элементы мультиполь-мультипольного взаимодействия $f_{jj'}^{(\lambda)} \equiv \langle j || R_\lambda(r) i^\lambda Y_{\lambda\mu} || j' \rangle$, выбрана нами в виде производной от потенциала среднего поля $U: R_\lambda(r) = \partial U / \partial r$.

Введем оператор рождения фонона мультипольности λ :

$$Q_{\lambda\mu}^+ = \frac{1}{2} \sum_{jj'} \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} A^+(jj'; \lambda\mu) - (-)^{\lambda-\mu} \phi_{jj'}^{\lambda i} A(jj'; \lambda-\mu) \} \quad /5/$$

Оператор уничтожения фонона $Q_{\lambda\mu}^-$ получается эрмитовым сопряжением оператора $Q_{\lambda\mu}^+$. Суммирование jj' проводится по нейтронным и протонным одночастичным состояниям. В рамках однофононного приближения КФМ волновая функция возбужденных состояний имеет вид

$$\Psi = Q_{\lambda\mu}^+ \Psi_0 \quad /6/$$

где Ψ_0 - фононный вакуум, принимаемый за основное состояние четно-четного ядра: $Q_{\lambda\mu}^- \Psi_0 = 0$.

Волновые функции однофононных состояний ортонормированы:

$$\langle \Psi_0 | [Q_{\lambda\mu}^-, Q_{\lambda'\mu'}^+] | \Psi_0 \rangle = \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\mu\mu'} \delta_{ii'} \quad /7/$$

Выразив операторы A и A^+ через операторы фононов:

$$A(jj'; \lambda\mu) = \sum_i \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} Q_{\lambda\mu}^- + (-)^{\lambda-\mu} \phi_{jj'}^{\lambda i} Q_{\lambda-\mu}^+ \} \quad /8/$$

запишем гамильтониан /1/ в виде

$$H = \sum_{jm} \epsilon_j a_{jm}^+ a_{jm} - \frac{1}{8} \sum_{\lambda\mu\rho} \frac{1}{2\lambda+1} [\kappa_0^{(\lambda)} + \rho \kappa_1^{(\lambda)}] \mathcal{D}_r^{\lambda i} \mathcal{D}_{r'}^{\lambda i'} \times \quad /9/$$

$$\times (Q_{\lambda-\mu i} + (-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda\mu}^+) (Q_{\lambda-\mu i'} + (-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda\mu}^-) - \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu\rho} \frac{1}{2\lambda+1} [\kappa_0^{(\lambda)} + \rho \kappa_1^{(\lambda)}] \mathcal{B}_r^{\lambda\mu} (\mathcal{B}_{r'}^{\lambda\mu})^+$$

где

$$\mathcal{D}_{r'}^{\lambda i} = \sum_{jj'}^{\rho r} f_{jj'}^{(\lambda)} u_{jj'}^{(+)} g_{jj'}^{\lambda i}$$

$$\mathcal{B}_{r'}^{\lambda\mu} = \sum_{jj'}^{\rho r} f_{jj'}^{(\lambda)} v_{jj'}^{(-)} B(jj'; \lambda\mu) \quad /10/$$

$$(\mathcal{B}_{r'}^{\lambda\mu})^+ = \sum_{jj'}^{\rho r} f_{jj'}^{(\lambda)} v_{jj'}^{(-)} B^+(jj', \lambda\mu)$$

$$g_{jj'}^{\lambda i} = \psi_{jj'}^{\lambda i} + \phi_{jj'}^{\lambda i}, \quad w_{jj'}^{\lambda i} = \psi_{jj'}^{\lambda i} - \phi_{jj'}^{\lambda i}$$

В /9/ не принимаем во внимание часть гамильтониана /1/, описывающую взаимодействие квазичастиц с фононами, поскольку она не дает вклада в среднее значение /1/ по однофоновым состояниям.

Гамильтониан Н в форме /9/ представляет собой сумму двух частей:

$$H = H_I + H_{BV}, \quad /11/$$

где

$$H_{BV} = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda \mu r} \frac{1}{2\lambda + 1} [\kappa_0^{(\lambda)} + \rho \kappa_1^{(\lambda)}] \times \sum_{j_1 j_1' j_2 j_2'} f_{j_1' j_1}^{(\lambda)} f_{j_2' j_2}^{(\lambda)} v_{j_1 j_1'}^{(-)} v_{j_2 j_2'}^{(-)} B(j_1' j_1; \lambda \mu) B^+(j_2' j_2; \lambda \mu). \quad /12/$$

До настоящего времени в приближении хаотических фаз пренебрегали частью H_{BV} гамильтониана /11/ и с помощью вариационной процедуры при $H = H_I$ получали секулярное уравнение для определения энергии $\omega_{\lambda i}$ состояний, описываемых волновой функцией /6/:

$$(\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) (X_M^{\lambda i}(\eta) + X_M^{\lambda i}(\rho)) - 4\kappa_0^{(\lambda)} \kappa_1^{(\lambda)} X_M^{\lambda i}(\eta) X_M^{\lambda i}(\rho) = 1, \quad /13/$$

где

$$X_M^{\lambda i}(r) = \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{jj'} \frac{(f_{jj'}^{(\lambda)} u_{jj'}^{(+)})^2 \epsilon_{jj'}}{\epsilon_{jj'}^2 - \omega_{\lambda i}^2}; \quad \epsilon_{jj'} = \epsilon_j + \epsilon_{j'}. \quad /14/$$

Амплитуды $\psi_{jj'}^{\lambda i}$ и $\phi_{jj'}^{\lambda i}$ вычисляются по формулам:

$$\psi_{jj'}^{\lambda i}(r) = \frac{1}{\sqrt{2} \psi_r^{\lambda i}} \frac{f_{jj'}^{(\lambda)} u_{jj'}^{(+)}}{\epsilon_{jj'} - \omega_{\lambda i}}, \quad \phi_{jj'}^{\lambda i}(r) = \frac{1}{\sqrt{2} \psi_r^{\lambda i}} \frac{f_{jj'}^{(\lambda)} u_{jj'}^{(+)}}{\epsilon_{jj'} + \omega_{\lambda i}}.$$

$$\psi_r^{\lambda i} = Y_r^{\lambda i} + Y_{-r}^{\lambda i} \left[\frac{1 - (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) X_M^{\lambda i}(r)}{(\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}) X_M^{\lambda i}(-r)} \right]^2. \quad /14/$$

$$Y_r^{\lambda i} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \omega} X_M^{\lambda i}(r) \Big|_{\omega=\omega_{\lambda i}} = \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{jj'} \frac{(f_{jj'}^{(\lambda)} u_{jj'}^{(+)})^2 \epsilon_{jj'} \omega_{\lambda i}}{(\epsilon_{jj'}^2 - \omega_{\lambda i}^2)^2}.$$

Для решений /13/ имеет место условие

$$\langle \Psi_0 | Q_{\lambda \mu i} H_I Q_{\lambda \mu i}^+ | \Psi_0 \rangle = \omega_{\lambda i} \delta_{ii'}, \quad /15/$$

$$\langle \Psi_0 | Q_{\lambda - \mu i} Q_{\lambda \mu i} H_I | \Psi_0 \rangle = \langle \Psi_0 | H_I Q_{\lambda \mu i}^+ Q_{\lambda - \mu i}^+ | \Psi_0 \rangle = 0,$$

которое с учетом решений /13/ позволяет записать H_I в виде

$$H_I = \sum_{jm} \epsilon_j a_{jm}^+ a_{jm} - \frac{1}{4} \sum_{\lambda \mu r} \frac{X_M^{\lambda i}(r) + X_M^{\lambda i'}(r)}{\sqrt{\psi_r^{\lambda i} \psi_r^{\lambda i'}}} \times (Q_{\lambda - \mu i} + (-)^{\lambda - \mu} Q_{\lambda \mu i}^+) (Q_{\lambda - \mu i}^+ + (-)^{\lambda - \mu} Q_{\lambda \mu i}). \quad /16/$$

Исследование поправок к приближению хаотических фаз заключается в оценке части H_{BV} в гамильтониане /11/.

2. ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ ПОПРАВОК К ПРИБЛИЖЕНИЮ ХАОТИЧЕСКИХ ФАЗ И ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

В квазибозонном приближении

$$\langle \Psi_0 | \alpha^+ \alpha | \Psi_0 \rangle = 0, \quad /17/$$

воспользовавшись перестановочными соотношениями

$$[B(j_1' j_1; \lambda \mu), Q_{\lambda \mu i}^+] = \sum_{i_1 \lambda_1 \mu_1 j_3} (-)^{j_1' + j_1 + \lambda} \sqrt{2\lambda_1 + 1} \sqrt{2\lambda' + 1} (-)^{\lambda' + \mu'} \times \langle \lambda_1 \mu_1 \lambda' - \mu' | \lambda \mu \rangle \{ [\psi_{j_1' j_1}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j_3 j_1}^{\lambda' i'} - (-)^{j_1' + j_1 - \lambda} \phi_{j_1' j_3}^{\lambda_1 i_1} \phi_{j_3 j_1}^{\lambda' i'}] Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ + (-)^{\lambda_1 - \mu_1} [\phi_{j_1' j_3}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j_3 j_1}^{\lambda' i'} - (-)^{j_1' + j_1 - \lambda} \psi_{j_1' j_3}^{\lambda_1 i_1} \phi_{j_3 j_1}^{\lambda' i'}] Q_{\lambda_1 - \mu_1 i_1} \}, \quad /18/$$

получаем среднее значение H_{BV} по однофоновым состояниям /6/:

$$\begin{aligned}
\langle \Psi_0 | Q_{\lambda\mu i} H_{BB} Q_{\lambda\mu i}^+ | \Psi_0 \rangle = & -\frac{1}{2} \sum_{\rho\sigma} \sum_{j_1 j_1'} \frac{(\kappa_0^{(\lambda)} + \rho\kappa_1^{(\lambda)})}{2\lambda + 1} (-)^{j_1 + j_2 + j_1' + j_2'} \\
& \sum_{j_2 j_2'} \sum_{j_3 j_3'} \\
& \times f_{j_1 j_1}^{(\lambda)} f_{j_2 j_2}^{(\lambda)} v_{j_1 j_1}^{(-)} v_{j_2 j_2}^{(-)} \{ (2\lambda + 1) \sum_{i_1 \lambda_1} (2\lambda_1 + 1) \left\{ \begin{matrix} \lambda & \lambda & \lambda_1 \\ j_3 & j_1 & j_1' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \lambda & \lambda & \lambda_1 \\ j_3' & j_2 & j_2' \end{matrix} \right\} \right\} \times \\
& \times [(\psi_{j_1 j_3}^{\lambda i} \psi_{j_2 j_3}^{\lambda i} + \phi_{j_1 j_3}^{\lambda i} \phi_{j_2 j_3}^{\lambda i}) (\psi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j_3 j_2}^{\lambda_1 i_1} + \phi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1} \phi_{j_3 j_2}^{\lambda_1 i_1}) + \\
& + (\phi_{j_1 j_3}^{\lambda i} \psi_{j_2 j_3}^{\lambda i} + \psi_{j_1 j_3}^{\lambda i} \phi_{j_2 j_3}^{\lambda i}) (\psi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1} \phi_{j_3 j_2}^{\lambda_1 i_1} + \phi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j_3 j_2}^{\lambda_1 i_1})] + \\
& + \sum_{i_1 \lambda_1} (2\lambda_1 + 1) (2\lambda_2 + 1) \left\{ \begin{matrix} \lambda & \lambda & \lambda_2 \\ j_3 & j_1 & j_1' \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \lambda & \lambda & \lambda_2 \\ j_3' & j_2 & j_2' \end{matrix} \right\} [\phi_{j_1 j_3}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j_3 j_1}^{\lambda_2 i_2} \phi_{j_2 j_3}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j_3 j_2}^{\lambda_2 i_2} + \\
& + \phi_{j_1 j_3}^{\lambda_1 i_1} \psi_{j_2 j_3}^{\lambda_2 i_2} \psi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1} \phi_{j_3 j_2}^{\lambda_2 i_2}] \}.
\end{aligned} \tag{19/}$$

С другой стороны, если считаем, что помимо /17/ имеет место

$$\langle \Psi_0 | \alpha^+ \alpha^+ \alpha \alpha | \Psi_0 \rangle = 0, \tag{20/}$$

то с помощью перестановочных соотношений

$$[Q_{\lambda\mu i}, \alpha_{jm}^+] = \sum_{j'm'} \psi_{jj'}^{\lambda i} \langle jm' | \lambda \mu \rangle \alpha_{j'm'}, \tag{21/}$$

и их эрмитово-сопряженных, можно получить выражение для $\langle \Psi_0 | Q_{\lambda\mu i} H_{BB} Q_{\lambda\mu i}^+ | \Psi_0 \rangle$ в виде

$$\begin{aligned}
\langle \Psi_0 | Q_{\lambda\mu i} H_{BB} Q_{\lambda\mu i}^+ | \Psi_0 \rangle = & -\frac{1}{2} (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) \left\{ \sum_{j_1 j_1'} \frac{f_{j_1 j_1}^{(\lambda)} f_{j_2 j_2}^{(\lambda)}}{2j_1 + 1} \times \right. \\
& \sum_{j_2 j_2'} \\
& \times v_{j_1 j_1}^{(-)} v_{j_2 j_2}^{(-)} \psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} \psi_{j_2 j_1}^{\lambda i} - \sum_{j_1 j_1'} \frac{f_{j_1 j_1}^{(\lambda)} f_{j_2 j_2}^{(\lambda)}}{2j_1 + 1} v_{j_1 j_1}^{(-)} v_{j_2 j_2}^{(-)} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_1' & \lambda \\ j_2 & j_2' & \lambda \end{matrix} \right\} \psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} \psi_{j_2 j_1}^{\lambda i} \}.
\end{aligned}$$

В /22/ суммирование Σ' ведется с $\bar{j}_1' = \bar{j}_2'$, где $j_1' \equiv (n_1', l_1', \bar{j}_1')$, $j_2' \equiv (n_2', l_2', \bar{j}_2')$.

Переход из /19/ в /22/ осуществляется путем пренебрежения

в /19/ членами, содержащими $\sum_{i_1} \psi^{i_1} \phi^{i_1}$ и $\sum_{i_1} \phi^{i_1} \psi^{i_1}$, как величинами более высокого порядка малости, а также использования соотношения

$$\sum_i \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} \psi_{j_1 j_1'}^{\lambda i} - \phi_{jj'}^{\lambda i} \phi_{j_1 j_1'}^{\lambda i} \} = \delta_{jj_1} \delta_{j'j_1'} - (-)^{j_1 + j_1' - \lambda} \delta_{j_1 j'} \delta_{j_1' j}.$$

В приближении хаотических фаз при анализе секулярного уравнения для определения энергий однофононных состояний, описываемых гамильтонианом /11/, мы сталкиваемся с проблемой диагонализации детерминанта высокого ранга. Решить секулярное уравнение в этом случае трудно. В рамках поставленной задачи целесообразно считать $\langle \Psi_0 | Q_{\lambda\mu i} H_{BB} Q_{\lambda\mu i}^+ | \Psi_0 \rangle$ по теории возмущений, т.е. вычислить эту величину со значениями амплитуд ψ , ϕ , полученными по формулам /14/.

В настоящей работе параметры потенциала Вудса-Саксона, описывающего среднее поле, а также спаривательные константы были взяты из работ /12/. При использовании радиальной зависимости $R_{\lambda}(r) = \partial U / \partial r$ одночастичные матричные элементы $\langle j | \partial U / \partial r | j' \rangle$ между квазистационарными состояниями не зависят от верхнего предела интегрирования, как матричные элементы $\langle j | r^{\lambda} | j' \rangle$ для больших λ . Поскольку мы работаем с одночастичным базисом, в котором не учитывается континуум, изоскалярная и изовекторная константы $\kappa_{0,1}^{(\lambda)}$ мультиполь-мультипольного взаимодействия будут зависеть от мультипольности λ , однако такая зависимость оказывается относительно слабой. В нашем выборе отношение изовекторной константы к изоскалярной $q^{(\lambda)} = \kappa_1^{(\lambda)} / \kappa_0^{(\lambda)} = -1,2$ фиксировано для всех мультипольностей λ . Кроме того, для определения $\kappa_0^{(\lambda)}$ мы опирались на экспериментальные энергии первых уровней и соответствующие им экспериментальные значения величин приведенных вероятностей электрических переходов $V(E\lambda^{\dagger})$ с мультипольностью λ /13-15/.

Экспериментальные и вычисленные в приближении хаотических фаз энергии 2_1^+ -состояний и величины $V(E2^{\dagger})$, соответствующие этим состояниям, даны в табл.1. В ПХФ не удается одновременно описать экспериментальные энергии первых уровней и величины $V(E\lambda^{\dagger})$. Как видно из варианта I этой таблицы, для однофононных 2_1^+ -состояний, энергии которых равны экспериментальным энергиям, соответствующие величины $V(E2^{\dagger})$ оказываются больше своих значений, полученных на эксперименте. Хорошее согласие теоретических значений $V(E2^{\dagger})$ с экспериментальными значениями, однако, приводит к завышенным значениям однофононных энергий E_{2_1} , вычисленных в приближении хаотических фаз, по сравнению с эксперимен-

Таблица 1

Энергии и приведенные вероятности возбуждения 2_1^+ -состояний

Ядро	Эксп.		Теор.			
			I		II	
	$E_{2_1^+}$ МэВ	$B(E2\uparrow)$ $e^2 \cdot \text{б}^2$	$E_{2_1^+}$ МэВ	$B(E2\uparrow)$ $e^2 \cdot \text{б}^2$	$E_{2_1^+}$ МэВ	$B(E2\uparrow)$ $e^2 \cdot \text{б}^2$
^{118}Sn	1,22964	$0,216 \pm 0,005$	1,230	0,26	1,40	0,21
^{124}Te	0,60242	$0,527 \pm 0,007$	0,602	0,58	0,67	0,51
^{142}Sm	0,7680	-	0,768	1,01	-	-
^{144}Sm	1,6602	$0,25 \pm 0,04$	1,66	0,54	2,15	0,26
^{146}Sm	0,74724	-	0,747	1,11	-	-
^{148}Sm	0,5503	$0,705 \pm 0,024$	0,55	1,52	0,99	0,76

тальными энергиями /вариант II, табл.1/. В этой работе мы считали 2^+ - 3^- -состояния в ядрах ^{118}Sn , ^{124}Te и в изотопах $^{142,144,146,148}\text{Sm}$. При обсуждении полученных результатов остановимся на наиболее характерных из них.

3. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показали наши расчеты, в том случае, когда в гамильтониане H_I учитываются изоскалярная и изовекторная компоненты мультиполь-мультипольного взаимодействия, средние значения части $H_{\text{ВВ}}$ гамильтониана /11/ по однофоновым состояниям приводят лишь к небольшим увеличениям энергий однофоновых состояний. Наглядной иллюстрацией этого утверждения служат табл.2 и 3, в которых даны энергии однофоновых 2^+ -состояний, средние значения $H_{\text{ВВ}}$ по этим однофоновым состояниям, а также отношение последних к первым в процентах для ядра ^{124}Te и 4 изотопов $^{142,144,146,148}\text{Sm}$. Для этих результатов были выбраны константы $\kappa_{0,1}^{(2)}$ по экспериментальным значениям энергий 2_1^+ -состояний. Из этих таблиц можно заметить, что для ядер сферической формы, таких, как ^{124}Te или ^{142}Sm , во всех 2^+ -состояниях, кроме первых, увеличение энергии оказывается меньше 3%, абсолютные величины средних значений $H_{\text{ВВ}}$ составляют несколько десятков кэВ. В ядрах переходной области, таких, как $^{146,148}\text{Sm}$, хотя средние значения $H_{\text{ВВ}}$ несколько больше, чем 100 кэВ, увеличение энергии 2^+ -состояний, кроме 2_1^+ -состояний, все же не больше 5%. Поправки $\langle \Psi_0 | Q_{\lambda\mu} H_{\text{ВВ}} Q_{\lambda\mu}^+ | \Psi_0 \rangle$ также слабо меняются при переходе от одно-

Таблица 2

Энергии и $\langle \Psi_0 | Q_{\lambda\mu} H_{\text{ВВ}} Q_{\lambda\mu}^+ | \Psi_0 \rangle$ -состояний в ^{124}Te и ^{142}Sm /подгонка по экспериментальным энергиям/

^{124}Te			^{142}Sm		
E МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle$ МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle / E$ %	E МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle$ МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle / E$ %
0,602	0,048	7,92	0,768	0,110	14,32
2,353	0,017	0,72	2,271	0,012	0,53
2,483	0,012	0,48	2,487	0,004	0,17
2,533	0,011	0,43	2,585	0,020	0,78
2,611	0,003	0,12	2,707	0,010	0,39
2,728	0,010	0,37	2,856	0,010	0,35
3,371	0,004	0,12	3,230	0,048	1,48
3,976	0,009	0,23	3,673	0,089	2,42
4,087	0,005	0,13	3,873	0,039	1,00
4,470	0,019	0,42			
5,050	0,003	0,05			
5,213	0,004	0,08			
5,509	0,032	0,58			
6,574	0,022	0,34			

го изотопа самария к другому. Для 2_1^+ -состояний, которые являются самыми коллективными, это изменение составляет всего лишь $6 \div 18\%$ /табл.3/.

Результаты, полученные при выборе констант $\kappa_{0,1}^{(\lambda)}$ по величинам приведенной вероятности электрических переходов $B(E\lambda\uparrow)$ для 2^+ -, 3^- -состояний в ^{118}Sn , 2^+ -состояний в ^{124}Te и $^{144,148}\text{Sm}$, приведены в табл.4 и 5. По сравнению с данными табл.2 и 3 абсолютные величины средних значений $H_{\text{ВВ}}$ в этом случае меньше, и для 2_1^+ -состояний они изменяются на 60% при переходе от ^{144}Sm к ^{148}Sm .

Средние значения $H_{\text{ВВ}}$ чувствительны к изменению отношения изовекторной и изоскалярной констант $q^{(\lambda)} = \kappa_1^{(\lambda)} / \kappa_0^{(\lambda)}$, что показывает табл.6а. При варьировании исходного значения $q^{(2)} = -1,2$ в пределах $-1,1 \div -1,25$ средние значения $H_{\text{ВВ}}$ меняются на 40-50%. Когда в качестве остаточного взаимодействия выбираем только изо-

Таблица 3

Эnergии и $\langle \Psi_0 | Q_{\lambda\mu} H_{\text{ВВ}} Q_{\lambda\mu}^+ | \Psi_0 \rangle$ 2^+ -состояний в ^{144}Sm , ^{146}Sm , ^{148}Sm /подгонка по экспериментальным энергиям/

^{144}Sm			^{146}Sm			^{148}Sm		
E МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle$ МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle / E$ %	E МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle$ МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle / E$ %	E МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle$ МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle / E$ %
1,66	0,130	7,83	0,747	0,123	16,47	0,550	0,144	26,18
2,642	0,086	3,27	2,370	0,025	1,05	2,502	0,011	0,44
2,744	0,118	4,30	2,649	0,103	3,89	2,668	0,066	2,47
3,122	0,141	4,52	2,747	0,124	4,51	2,761	0,096	3,48
3,668	0,082	2,23	3,587	0,009	0,25	3,104	0,121	3,90
3,873	0,036	0,92	3,657	0,075	2,05	3,505	0,007	0,20
3,978	0,042	1,05	3,869	0,052	1,35	3,647	0,064	1,76
...			3,956	0,065	1,65	3,865	0,065	1,68
6,680	0,031	0,47	5,004	0,023	0,46	3,935	0,047	1,19
...			5,122	0,023	0,45	4,047	0,006	0,15
8,988	0,014	0,16	5,247	0,019	0,36	4,670	0,021	0,45
...			5,366	0,094	1,75	5,123	0,023	0,45
9,143	0,003	0,03	5,590	0,027	0,48	5,216	0,023	0,44
						5,257	0,007	0,13
						5,432	0,017	0,31
						...		
						6,764	0,008	0,12

Таблица 4

Эnergии и $\langle \Psi_0 | Q_{\lambda\mu} H_{\text{ВВ}} Q_{\lambda\mu}^+ | \Psi_0 \rangle$ однофононных состояний в ^{118}Sn /подгонка по величине $B(E2 \uparrow)$ /

$J^\pi = 2^+$			$J^\pi = 3^-$		
E МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle$ МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle / E$ %	E МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle$ МэВ	$\langle H_{\text{ВВ}} \rangle / E$ %
1,400	0,0161	1,15	2,310	0,0064	0,28
2,640	0,0058	0,22	3,279	0,0201	0,61
2,738	0,0115	0,42	5,549	0,0098	0,18
3,056	0,0046	0,15	6,770	0,0177	0,26
3,451	0,0067	0,19	6,843	0,0075	0,11
3,617	0,0197	0,55	6,923	0,0006	0,001
3,658	0,0031	0,01	7,258	0,0074	0,10
4,118	0,0116	0,28	7,335	0,0101	0,14
4,568	0,0235	0,52	7,836	0,0107	0,14
5,770	0,0047	0,01	7,923	0,0180	0,23
6,277	0,0035	0,006	8,316	0,0056	0,01
6,874	0,0111	0,16	8,369	0,0175	0,21
8,573	0,0110	0,13	8,485	0,0081	0,01
9,008	0,0096	0,11	8,653	0,0021	0,002
9,521	0,0097	0,10	8,862	0,0174	0,02
...			9,298	0,0171	0,02
12,196	0,0176	0,14	9,440	0,0064	0,01
13,094	0,0204	0,16	9,521	0,0128	0,01

скалярное мультиполь-мультипольное взаимодействие, вклад членов, содержащих a^+aa^+ , приводит к уменьшению энергии однофононных состояний по сравнению со значениями, вычисленными в приближении хаотических фаз. Это видно из табл.6б, в которой средние значения $H_{\text{ВВ}}$ имеют отрицательный знак при расчете с изовекторной константой $\kappa_1^{(2)}$, равной нулю.

Таблица 5

Энергии и $\langle \Psi_0 | Q_{\lambda\mu} | H_{VV} Q_{\lambda\mu}^+ | \Psi_0 \rangle$ 2^+ -состояний в ^{124}Te и ^{144}Sm / подгонка по величине $B(E2) /$

^{124}Te			^{144}Sm			^{148}Sm		
E МэВ	$\langle H_{VV} \rangle$ МэВ	$\langle H_{VV} \rangle / E$ %	E МэВ	$\langle H_{VV} \rangle$ МэВ	$\langle H_{VV} \rangle / E$ %	E МэВ	$\langle H_{VV} \rangle$ МэВ	$\langle H_{VV} \rangle / E$ %
0,67	0,044	6,57	2,15	0,067	3,12	0,99	0,119	12,02
2,353	0,017	0,72	2,658	0,101	3,80	2,503	0,011	0,44
2,483	0,012	0,48	2,761	0,097	3,51	2,672	0,054	2,02
2,533	0,011	0,43	3,177	0,129	4,06	2,766	0,086	3,11
2,611	0,003	0,12	3,676	0,085	2,31	3,119	0,125	4,01
2,728	0,010	0,37	3,874	0,033	0,85	3,649	0,064	1,75
3,372	0,004	0,12				3,865	0,062	1,60

Таблица 6

Энергии и $\langle \Psi_0 | Q_{\lambda\mu} | H_{VV} Q_{\lambda\mu}^+ | \Psi_0 \rangle$ 2^+ -состояний:
 а/ для ^{144}Sm с разными значениями $q^{(2)} = \kappa_1^{(2)} / \kappa_0^{(2)}$,
 б/ для ^{124}Te в расчете с изоскалярным взаимодействием
 ($\kappa_0^{(2)} \neq 0$, $\kappa_1^{(2)} = 0$)

$q^{(2)} = -1,1$		$q^{(2)} = -1,2$		$q^{(2)} = -1,25$	
E МэВ	$\langle H_{VV} \rangle$ МэВ	E МэВ	$\langle H_{VV} \rangle$ МэВ	E МэВ	$\langle H_{VV} \rangle$ МэВ
1,66	0,065	1,66	0,130	1,66	0,163
2,642	0,043	2,642	0,086	2,642	0,108
2,744	0,059	2,744	0,118	2,744	0,148
3,123	0,071	3,122	0,141	3,122	0,177
3,669	0,041	3,668	0,082	3,668	0,102
3,873	0,018	3,873	0,036	3,873	0,045

E МэВ	$\langle H_{VV} \rangle$ МэВ	$\langle H_{VV} \rangle / E$ %
0,602	-0,241	40,0
2,312	-0,0354	1,5
2,468	-0,0099	0,4
2,533	-0,0551	2,17
2,609	-0,0154	0,59
2,648	-0,0265	1,00
3,366	-0,0147	0,44
3,976	-0,0451	1,13
4,087	-0,0262	0,64

б/

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение поправок к приближению хаотических фаз от членов гамильтониана, содержащих $\alpha^+ \alpha \alpha^+ \alpha$, позволило нам сделать следующий вывод. Учет этих членов в однофононном приближении приводит к небольшим изменениям энергий однофононных состояний, вычисленных в приближении хаотических фаз. Поэтому для ядер сферической формы в расчетах приближения хаотических фаз вкладом этих членов можно пренебречь. В ядрах переходной области наряду с этими поправками существенным является вклад ряда других эффектов, которые надо учесть в расчетах характеристик этих ядер.

Изучение влияния этих поправок в сферических ядрах в таких приближениях, где участвуют двухфононные компоненты в волновой функции возбужденного состояния, может служить объектом для дальнейшего исследования.

Авторы выражают благодарность А.И.Вдовину, В.Ю.Пonomареву, Ч.Стоянову за интересные дискуссии и ценные консультации в процессе работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
2. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.810; Soloviev V.G. *Nucleonica*, 1978, vol.23, p.1149.
3. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237.
4. Воронов В.В., Соловьев В.Г. ОИЯИ, Е4-83-58, Дубна, 1983.
5. Нгуен Динь Данг, Пonomарев В.Ю. ОИЯИ, Р4-81-683, Дубна, 1981.
6. Вдовин А.И. и др. Тезисы докладов XXXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Москва 19-21 апреля 1983 г. "Наука", Л., 1983, с.202.
7. Соловьев В.Г. ОИЯИ, Е4-83-272, Дубна, 1983.
8. Соловьев В.Г., Стоянова О., Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, т.44, с.1938.
9. Навроцка-Рыбарска В., Стоянова О., Стоянов Ч. ЯФ, 1981, т.33, с.1494.
10. Стоянова О. ОИЯИ, Р4-81-477, Дубна, 1981.
11. Нгуен Динь Данг, Пonomарев В.Ю. ОИЯИ, Р4-82-740, Дубна, 1982.
12. Ponomarev V.Yu. et al. *Nucl.Phys.*, 1979, A323, p.446.
13. Sakai M., Restor A.E. *Atomic Data and Nucl.Data Tables*, 1977, p.20.
14. *Nuclear Data Tables*, 1973, 11, p.281.
15. *Nuclear Data Sheets*, 1976, vol.17, No.1, p.24; 1977, vol.20, No.3, p.406; 1979, vol.27, No.1, p.138.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 мая 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-385	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д10,11-81-622	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д17-81-758	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д1,2-82-27	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Р18-82-117	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Д2-82-568	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д9-82-664	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д3,4-82-704	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Нгуен Динь Данг, Соловьев В.Г.
Изучение поправок к приближению хаотических фаз в сферических ядрах

P4-83-325

Исследована роль части модельного гамильтониана ядра, содержащей комбинацию операторов рождения и уничтожения квазичастиц: $H_{BB} \sim a^+aa^+a$. В расчетах в приближении хаотических фаз /ПХФ/ этой частью пренебрегают. Получена формула для среднего значения H_{BB} по однофононному состоянию, структура которого рассчитана в ПХФ. При этом полагалось, что $\langle \Psi_0 | a^+a | \Psi_0 \rangle$ и $\langle \Psi_0 | a^+aa^+ | \Psi_0 \rangle \sim 0$, где $|\Psi_0\rangle$ - фононный вакуум. Проведены численные оценки средних значений H_{BB} по теории возмущений для 2^+ - и 3^- -состояний в ^{118}Sn , ^{124}Te и $^{142,144,146,148}\text{Sm}$. В сферических ядрах вклад части H_{BB} увеличивает энергии 2^+ -состояний на $5 \div 20\%$, для неколлективных 2^+ -состояний ее вклад в энергию $< 3\%$. Абсолютные величины среднего значения H_{BB} в сферических ядрах - порядка нескольких десятков кэВ. В переходных ядрах они возрастают до $100 \div 150$ кэВ. Таким образом, членом H_{BB} можно пренебречь в расчетах ПХФ для сферических ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Nguyen Dinh Dang, Soloviev V.G.
A Study of the Corrections to the RPA in Spherical Nuclei

P4-83-325

The role of the part containing the combination of the creation and annihilation quasiparticle operators: $H_{BB} \sim a^+aa^+a$ in the nuclear model Hamiltonian is investigated. They neglect this part in the RPA calculations. A formula is given for the average of H_{BB} over one-phonon states, the structure of which is calculated in the RPA. It is supposed that $\langle \Psi_0 | a^+a | \Psi_0 \rangle$ and $\langle \Psi_0 | a^+aa^+ | \Psi_0 \rangle \sim 0$ where $|\Psi_0\rangle$ is the phonon vacuum. Numerical estimations by the perturbation theory for the average of H_{BB} are performed for the 2^+ - and 3^- -states in ^{118}Sn , ^{124}Te and $^{142,144,146,148}\text{Sm}$. In spherical nuclei the part H_{BB} let to an increase in the 2^+ -state energy from 5% to 20% . The influence of this part on the noncollective 2^+ -states is less than 3% . The absolute values of the average H_{BB} are several tens keV. In nuclei of the transition region these values increase to $100 \div 150$ keV. Thus, the part H_{BB} can be neglected in the RPA calculations for spherical nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.