сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-81-477

О. Стоянова

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КАНАЛЕ ЧАСТИЦА-ЧАСТИЦА НА ЧИСЛО КВАЗИЧАСТИЦ В ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЯХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

1981

В последнее время в нескольких работах [1,2] вычислялось число квазичастиц в основных состояниях сферических и деформированных ядер. В работе [1] высказывалось предположение, что возможно уменьшить количество квазичастиц в основном состоянии, если учитывать взаимодействие в канале частица-частица. Это предположение делалось на основании выводов работы [3], в которой показано, что взаимодействие в канале частица-частица в принципе уменьшает коллективность 2_1^+- и 3_1^- -состояний сферических ядер.

В настоящей работе представлены результаты расчетов числа квазичастиц в основных состояниях изотопов самария с учетом взаимодействия в канале частица-частица.

Учесть мультипольное взаимодействие в канале частица-частица в рамках квазичастично-фононной модели можно, включив в гамильтониан ядра дополнительные слагаемые вида [3]

$$H_{pp} = \sum_{\lambda} G_{\lambda}^{\tau\tau'} \sum_{\mu} P_{\lambda\mu}^{+}(\tau) P_{\lambda-\mu}(\tau'), \qquad /1/$$

где

$$P_{\lambda\mu}^{+}(\tau) = \sum_{jj'}^{\tau} \langle jm | i^{\lambda} r^{\lambda} Y_{\lambda\mu} | j'm' \rangle a_{jm}^{+} a_{j'm'}^{+},$$

τ - изотопический индекс. Константы $G_{\lambda}^{\tau\tau'}$, определяющие силу нового взаимодействия, выбирались разными способами [3,5-8]. Трудности здесь связаны с отсутствием экспериментальных данных, позволяющих непосредственно определить константы G_{λ} при $\lambda \neq 0$. В настоящей работе на основании выводов, сделанных в [3,8], предполагается, что $G_{\lambda}(n) = G_{\lambda}(p) = G_{\lambda}(np) \equiv G_{\lambda}$.

Рассмотрим гамильтониан, включающий силы спаривания, остаточные изоскалярные /с константой κ_0 / и изовекторные /с константой κ_1 / мультиполь-мультипольные силы в канале частица-дырка, а также члены /1/, учитывающие мультипольное взаимодействие в канале частица-частица. Используя приближение хаотических фаз, при указанном выше предположении о константах G_{λ} получим, что энергии возбужденных состояний ω являются нулями следующего уравнения:

$$\det(\omega) = 0. \qquad /2/$$

где

$$
\det(\omega)=\begin{vmatrix}
[2\lambda+1-(\kappa_0+\kappa_1)F_n(\lambda i)] & -(\kappa_0-\kappa_1)F_n(\lambda i) & -G_\lambda X_n^{(+)}(\lambda i) & -G_\lambda\omega X_n^{(-)}(\lambda i) \\
-(\kappa_0-\kappa_1)F_p(\lambda i) & [2\lambda+1-(\kappa_0+\kappa_1)F_p(\lambda i)] & -G_\lambda X_p^{(+)}(\lambda i) & -G_\lambda\omega X_p^{(-)}(\lambda i) \\
\begin{matrix}-[(\kappa_0+\kappa_1)X_n^{(+)}(\lambda i)+\\ +(\kappa_0-\kappa_1)X_p^{(+)}(\lambda i)]\end{matrix} & \begin{matrix}-[(\kappa_0-\kappa_1)X_n^{(+)}(\lambda i)+\\ +(\kappa_0+\kappa_1)X_p^{(+)}(\lambda i)]\end{matrix} & [2\lambda+1-G_\lambda N^{(+)}(\lambda i)] & -G_\lambda\omega N(\lambda i) \\
\begin{matrix}-[(\kappa_0+\kappa_1)\omega X_n^{(-)}(\lambda i)+\\ +(\kappa_0-\kappa_1)\omega X_p^{(-)}(\lambda i)]\end{matrix} & \begin{matrix}-[(\kappa_0-\kappa_1)\omega X_n^{(-)}(\lambda i)+\\ +(\kappa_0+\kappa_1)\omega X_p^{(-)}(\lambda i)]\end{matrix} & -G_\lambda\omega N(\lambda i) & [2\lambda+1-G_\lambda N^{(-)}(\lambda i)]
\end{vmatrix}
$$

Здесь

$$
\begin{aligned}
F_\tau(\lambda i) &= \sum_{jj'}^{\tau} \frac{(f_{jj'}^{(\lambda)}\, u_{jj'}^{(+)})^2\, \epsilon_{jj'}}{\epsilon_{jj'}^2-\omega_{\lambda i}^2}, \\
X_\tau^{(-)}(\lambda i) &= \sum_{jj'}^{\tau} \frac{(f_{jj'}^{(\lambda)})^2\, u_{jj'}^{(+)}\, v_{jj'}^{(+)}}{\epsilon_{jj'}^2-\omega_{\lambda i}^2}, \\
X_\tau^{(+)}(\lambda i) &= \sum_{jj'}^{\tau} \frac{(f_{jj'}^{(\lambda)})^2\, u_{jj'}^{(+)}\, v_{jj'}^{(-)}\, \epsilon_{jj'}}{\epsilon_{jj'}^2-\omega_{\lambda i}^2}, \qquad /3/ \\
N(\lambda i) &= \sum_{jj'} \frac{(f_{jj'}^{(\lambda)})^2\, v_{jj'}^{(-)}\, v_{jj'}^{(+)}}{\epsilon_{jj'}^2-\omega_{\lambda i}^2}, \\
N^{(-)}(\lambda i) &= \sum_{jj'} \frac{(f_{jj'}^{(\lambda)}\, v_{jj'}^{(+)})^2\, \epsilon_{jj'}}{\epsilon_{jj'}^2-\omega_{\lambda i}^2}, \\
N^{(+)}(\lambda i) &= \sum_{jj'} \frac{(f_{jj'}^{(\lambda)}\, v_{jj'}^{(-)})^2\, \epsilon_{jj'}}{\epsilon_{jj'}^2-\omega_{\lambda i}^2}.
\end{aligned}
$$

В формулах /3/ через $f_{jj'}^{(\lambda)}$ обозначен приведенный матричный элемент мультипольного оператора; $\epsilon_{jj'}=\epsilon_j+\epsilon_{j'}$, где ϵ_j - энергия квазичастицы; $u_{jj'}^{(+)}=u_j v_{j'}+u_{j'}v_j$, $v_{jj'}^{(\pm)}=u_j u_{j'}\pm v_j v_{j'}$, u, v - коэффициенты Боголюбова.

Уравнение /2/ отличается от соответствующих уравнений работы[3] наличием изовекторной константы κ_1. Если положить $\kappa_1=0$, то порядок определителя /2/ уменьшается на 1 и уравнение /2/ совпадает с уравнением, приведенным в [3].

Формулы для амплитуд ψ и ϕ, входящих в определение фононного оператора[4], для нейтронов следующие:

$$\psi_{j_1j_2}^{\lambda i}\ (\phi_{j_1j_2}^{\lambda i})=\frac{1}{\sqrt{2Y(\lambda i)}}\ \frac{f_{j_1j_2}^{(\lambda)}}{\epsilon_{j_1j_2}\mp\omega}\{u_{j_1j_2}^{(+)}R_n+G_\lambda[v_{j_1j_2}^{(-)}F_{13}\pm v_{j_1j_2}^{(+)}F_{14}]\}, \qquad /4/$$

где $R_n=(\kappa_0+\kappa_1)F_{12}+(\kappa_0-\kappa_1)F_{12}$.

Для протонных амплитуд R_n необходимо заменить на R_p:

$R_p=(\kappa_0+\kappa_1)F_{12}+(\kappa_0-\kappa_1)F11$.

В формулах /4/ верхний знак относится к ψ, а нижний-к ϕ. Через F_{ij} обозначены алгебраические дополнения определителя /2/. Величина $Y(\lambda i)$ находится из условия нормировки[4]. Из /4/ видно, что если положить $G_\lambda=0$, получатся хорошо известные выражения для ψ и ϕ, когда фонон генерируется только взаимодействием в канале частица-дырка с учетом монопольного спаривания.

В работе[1] получено следующее выражение для количества квазичастиц на уровне с квантовыми числами $n\ell j$ /в дальнейшем обозначим их одним индексом j / в основном состоянии четно-четного ядра:

$$n_j=(2j+1)^{-1}\sum_\lambda(2\lambda+1)\sum_{ij'}(\phi_{jj'}^{\lambda i})^2 . \qquad /5/$$

Если в /5/ подставить величины $\phi_{jj'}^{\lambda i}$, вычисленные по формуле /5/, мы учтем влияние взаимодействия в канале частица-частица на количество квазичастиц в основном состоянии.

Расчеты проводились для $^{144-150}Sm$. В работе[1] показано, что основной вклад в n_j дают первые 2^+- и 3^--состояния, поэтому ограничимся в расчетах только этими состояниями. Использование в расчетах дополнительной константы G_λ дает возможность подогнать энергии и $B(E\lambda)$ - величины первых 2^+- и 3^--состояний к экспериментальным значениям. Это показано в табл.1.

Рассчитанные значения /в %/ для n_j представлены в табл.2 для 2_1^+-состояния и в табл.3 для 3_1^--состояния. Для каждого ядра в первых столбцах показаны результаты, полученные при $G_\lambda=0$ /т.е. без учета мультипольного взаимодействия в канале частица-частица/, а изоскалярная константа κ_0 подбиралась так,

Таблица 1

Значения и приведенные вероятности возбуждения 2_1^+– и 3_1^-–состояний

Ядро	$E(2_1^+)$ /МэВ/		$B[E2, 0^+ \to 2_1^+]$ e^2 Фм^4		$E(3_1^-)$ /МэВ/		$B[E3, 0^+ \to 3_1^-]$ e^2 Фм^6	
	экспер.	теор.	экспер.	теор.	экспер.	теор.	экспер.	теор.
^{144}Sm	1,66	1,59	$2,6 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^3$	1,81	1,71	–	$1,43 \cdot 10^5$
^{146}Sm	0,777	0,85	–	$5,24 \cdot 10^3$	1,381	1,31	–	$2,26 \cdot 10^5$
^{148}Sm	0,55	0,56	$7,0 \cdot 10^3$	$7,35 \cdot 10^3$	1,162	1,1	$2,5 \cdot 10^5$	$2,74 \cdot 10^5$
^{150}Sm	0,334	0,34	$1,37 \cdot 10^4$	$1,61 \cdot 10^4$	1,071	0,997	$3,0 \cdot 10^5$	$3,07 \cdot 10^5$

Таблица 2

Вклад в n_j 2_1^+ –состояния

	Ядро / nlj	n_j ^{144}Sm			n_j ^{146}Sm			n_j ^{148}Sm			n_j ^{150}Sm		
		$G=0$		$G\neq0$	$G=0$		$G\neq0$	$G=0$		$G\neq0$	$G=0$		$G\neq0$
		$\omega=\omega_{эксп.}$	$B(E2)=B(E2)_{эксп.}$		$\omega=\omega_{эксп.}$	$B(E2)=B(E2)_{эксп.}$		$\omega=\omega_{эксп.}$	$B(E2)=B(E2)_{эксп.}$		$\omega=\omega_{эксп.}$	$B(E2)=B(E2)_{эксп.}$	
N	$1h_{11/2}$	2,37	0,78	I,93	3,54	I,52	I,44	4,25	I,74	I,44	5,36	3,02	2,99
	$2d_{3/2}$	0	0	0,92	0,09	0,04	I,45	0,I7	0,07	0,03	0,26	0,I5	0,006
	$1h_{9/2}$	0,36	0,II	0,35	I,2I	0,52	0,6I	2,90	I,I4	I,49	6,70	3,64	5,44
	$2f_{7/2}$	2,25	0,7I	I,59	I8,7	7,04	8,06	37,9	I3,2	I4,5	58,6	30,3	37,3
	$3p_{3/2}$	0,I3	0,04	0,57	5,86	2,36	2,97	I6,3	6,I3	7,92	35,0	I8,7	26,5
	$1i_{13/2}$	0,60	0,20	0,53	I,37	0,60	0,67	2,69	I,I0	I,38	5,69	3,09	4,63
Z	$1g_{9/2}$	0,69	0,I8	0,25	I,88	0,83	0,75	3,I0	I,30	I,I4	5,02	2,82	2,99
	$1g_{7/2}$	2,9I	0,68	0,62	I0,2	3,95	3,44	I8,4	6,59	5,66	3I,5	I6,2	I8,I
	$2d_{5/2}$	4,8I	I,II	I,22	I7,3	6,60	6,43	3I,4	II,I	II,0	54,3	27,7	33,8
	$1h_{11/2}$	I,89	0,45	0,92	6,26	2,50	2,94	II,I	I4,II	5,25	I8,7	9,84	I4,4
	$3s_{1/2}$	3,82	0,90	I,57	I2,8	5,09	5,86	22,7	8,38	I0,2	38,4	20,I	27,8
	$2d_{3/2}$	2,8I	0,55	I,02	7,54	3,04	3,47	I3,2	4,97	5,98	22,3	II,8	I6,2
	$2f_{7/2}$	0,24	0,06	0,24	0,66	0,29	0,34	I,09	0,46	0,57	I,76	0,99	I,43

Таблица 3

Вклад в n_j 3_1^- -состояния

Ядро / nl_j		n_j ^{144}Sm			n_j ^{146}Sm			n_j ^{148}Sm			n_j ^{150}Sm		
		$G=0$			$G=0$			$G=0$			$G=0$		
		$\omega=\omega_{эксп.}$	$B(E3)=B(E3)_{эксп.}$	$G\neq0$	$\omega=\omega_{эксп.}$	$B(E3)=B(E3)_{эксп.}$	$G\neq0$	$\omega=\omega_{эксп.}$	$B(E3)=B(E3)_{эксп.}$	$G\neq0$	$\omega=\omega_{эксп.}$	$B(E3)=B(E3)_{эксп.}$	$G\neq0$
ν	$1h_{11/2}$	I,55	0,69	2,06	2,64	0,99	I,I5	2,84	I,25	I,2I	2,86	I,34	I,I9
	$2d_{3/2}$	3,47	I,47	I,94	5,6I	2,05	I,99	5,8	2,47	2,0	5,6	I,03	I,88
	$1h_{9/2}$	I,00	0,43	0,49	I,7	0,63	0,62	I,85	0,8	0,67	I,92	0,89	0,68
	$2f_{7/2}$	2,22	0,93	I,II	5,95	2,I	I,97	8.82	3,59	3,32	II,I	4,83	4,34
	$3p_{3/2}$	0,I5	0,63	0,74	2,72	I,02	I,07	3,28	I,43	I,42	3,8	I,77	I,72
	$1i_{13/2}$	I,06	0,45	0,53	3,I4	I,I2	I,27	4,9I	2,0I	2,I	6,34	2,76	2,68
π	$1g_{9/2}$	I,3	0,47	0,35	2,7I	0,92	0,97	3,4	I,4	I,36	3,86	I.74	I,6
	$1g_{7/2}$	I,I8	0,42	0,25	2,55	0,83	0,88	3,24	I,28	I,28	3,7I	I,6I	I,56
	$2d_{5/2}$	6,7I	2,23	0,87	I5,5	4,58	5,4	20,3	7,34	8,27	23,6	9,4I	I0,3
	$1h_{11/2}$	3,9	I,3	0,45	8,99	2,67	3,08	II,7	4,26	4,7I	I3,6	5,46	5,9
	$3s_{1/2}$	0,64	0,23	0,08	I,32	0,45	0,55	I,64	0,68	0,82	I,86	0,85	0,98
	$2d_{3/2}$	0,7I	0,26	0,II	I,46	0,5	0,56	I,82	0,76	0,82	2,07	0,94	0,99
	$2f_{7/2}$	0,67	0,24	0,I5	I,4I	0,47	0,62	I,76	0,72	0,87	2,0	0,9	I,06

чтобы рассчитанная энергия 2_1^+- и 3_1^- -состояний совпадала с экспериментальной. При таком выборе κ_0 рассчитанные $B(E\lambda)$-величины получаются в изотопах Sm больше экспериментальных значений. Большая коллективность первых 2^+-и 3^--состояний определяет большие значения n_j. Для некоторых состояний /например, $2f_{7/2}$ (N) , $2d_{5/2}$ (Z) / значения n_j превышают 10% уже в ^{146}Sm. Существенное уменьшение значения n_j наблюдается, если уменьшить коллективность первых 2^+- и 3^- -состояний, что продемонстрировано для каждого ядра во вторых столбцах табл.2 и 3. Эти результаты получены опять-таки для значений $G_\lambda = 0$, однако κ_0 выбиралось таким образом, чтобы рассчитанные значения $B(E\lambda)$ совпадали с экспериментальными данными. Как показано в работе /1/, такой выбор κ_0 приводит к увеличению в 1,2-2 раза энергии 2_1^+- и 3_1^--состояний для $^{144-150}$Sm по сравнению с экспериментальными величинами. Из табл.2 и 3 видно, что в этом случае значения $n_j \geq 15\%$ получаются лишь для ^{150}Sm. Эти результаты даны в /1/.

В третьих столбцах для каждого ядра показаны результаты, полученные с учетом взаимодействия в канале частица-частица, т.е. для $G_\lambda \neq 0$. Судя по приведенным значениям $B(E\lambda)$ /табл.1/, можно утверждать, что коллективность 2_1^+- и 3_1^- -состояний для этого случая сохранилась такой же, как и в случае, представленном во вторых столбцах табл.2 и 3, хотя рассчитанные энергии 2_1^+- и 3_1^- -состояний совпадают с экспериментальными. Поэтому значения n_j близки к тем, которые даны для каждого ядра во вторых столбцах табл. 2 и 3.

В заключение можно сделать вывод, что количество квазичастиц n_j в основных состояниях четно-четных сферических ядер скоррелировано со значениями $B(E\lambda)$ первых 2^+-и 3^--состояний. Подбирая силу взаимодействия таким образом, чтобы согласовать рассчитанные $B(E\lambda)$ величины с экспериментальными данными, мы получим, что количество квазичастиц в основных состояниях полумагических и соседних с ними ядер мало, оно больше для переходных ядер.

Взаимодействие в канале частица-частица при указанном выборе констант G_λ дает возможность уменьшить $B(E\lambda)$ -величины первых 2^+ - и 3^- -состояний. Таким образом, его учет уменьшает и количество квазичастиц в основных состояниях рассматриваемых ядер.

Автор благодарит проф. В.Г.Соловьева за интерес к работе и А.И.Вдовина за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г., Стоянова О., Стоянов Ч. Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, 44, с.1938.
2. Нестеренко В.О., Соловьев В.Г., Халкин А.В. ЯФ, 1981, 32, с.1209.
3. Вдовин А.И. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1976, 40, с.2183.
4. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
5. Беляев С.Т. ЯФ, 1966, 4, с.936; Румянцев Б.А., Телицын В.Б. ЯФ, 1972, 15, с.690.
6. Birbrair B.L., Erochina K.I., Lamberg I.Kh. Nucl.Phys., 1970, A145, p.129.
7. Broglia R.A., Liotta R.J., Nilsson B.S. Nucl.Phys., 1980, A343, p.24.
8. Toki H., Sano M. Osaka University, Laboratory of Nuclear Studies Reports, OULNS 73-61.
9. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.580.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июля 1981 года.