

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



У/2-77

В-253

P4 - 10546

2499 / 2-77

А.И.Вдовин, Д.Дамбасурен, Ч.Стоянов

КВАДРУПОЛЬНОЕ СПАРИВАНИЕ
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ

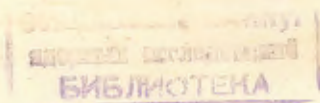
1977

P4 - 10546

А.И.Вдовин, Д.Дамбасурен, Ч.Стоянов

**КВАДРУПОЛЬНОЕ СПАРИВАНИЕ
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ**

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./



Вдовин А.И., Дамбасурен Д., Стоянов Ч.

P4 - 10546

Квадрупольное спаривание и взаимодействие квазичастиц с фононами

Изучено влияние взаимодействия квазичастиц с фононами с учетом остаточного мультиполь-мультипольного взаимодействия в канале частица-частица на структуру и другие характеристики возбужденных состояний с $I^\pi = 2^+, 3^-$ в изотопах Te и Cd. Показано, что учет остаточного взаимодействия в канале частица-частица приводит к уменьшению ангармоничности квадрупольных колебаний.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Vdovin A.I., Dambasuren D., Stoyanov Ch. P4 - 10546

Quadrupole Pairing and Interaction of Quasiparticles with Phonons

The influence of the quasiparticle-phonon interaction (that takes into account the residual multipole-multipole interaction in the particle-particle channel) on the structure of the excited states with $I^\pi = 2^+, 3^-$ in Te and Cd isotopes has been studied. It is shown that this account leads to the decrease of the quadrupole oscillation anharmonicity.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

В настоящее время большое внимание уделяется теоретическому исследованию ангармоничности ядерных колебаний. Одним из основных методов, используемых при описании ангармонических эффектов, является метод бозонного представления пар фермионных операторов. С помощью этого метода выполнено огромное число исследований, поэтому сошлемся только на основные ^{/1/}. Значительная часть работ посвящена учету все более и более высоких порядков в бозонных разложениях ^{/2/} или попыткам получить замкнутое выражение для бесконечного ряда по числу бозонных операторов ^{/3/}. Как правило, при этом учитывается взаимодействие только нижайших квадрупольных фононов. Однако, как показано рядом авторов ^{/4-6/}, взаимодействие с неколлективными фононами также необходимо в ряде случаев принимать во внимание. В полумикроскопических моделях, таких, например, как сверхтекучая модель атомного ядра ^{/7/}, сила взаимодействия различных ядерных возбуждений определяется в значительной мере остаточными дальнедействующими силами, включенными в гамильтониан. Следовательно, включение новых компонент этих сил в гамильтониан будет изменять величину ангармоничности. В настоящей работе мы исследуем, как влияет на взаимодействие квазичастиц с фононами мультиполь-мультипольное взаимодействие в канале частица-частица ^{/8-11/}.

Рассмотрим сначала общий случай, когда константы мультиполь-мультипольного взаимодействия в канале частица-частица подчиняются условию $G_\lambda^{nn} \neq G_\lambda^{pp} \neq G_\lambda^{np}$ /см. работу ^{/11/}/. Гамильтониан модели в этом случае имеет вид

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{jm} E_j a_{jm}^+ a_{jm} - \frac{G}{4} P_0^+ P_0 - \sum_{\lambda\mu} \left[\frac{\kappa\lambda}{2} \mathfrak{M}_{\lambda\mu}^+ \mathfrak{M}_{\lambda\mu} + \right. \\
 & + \frac{G_\lambda^{nn}}{2} P_{\lambda\mu}^+(n) \cdot P_{\lambda\mu}(n) + \frac{G_\lambda^{pp}}{2} P_{\lambda\mu}^+(p) \cdot P_{\lambda\mu}(p) + \\
 & \left. + \frac{G_\lambda^{np}}{2} (P_{\lambda\mu}^+(n) \cdot P_{\lambda\mu}(p) + P_{\lambda\mu}^+(p) \cdot P_{\lambda\mu}(n)) \right], \quad /1/
 \end{aligned}$$

где a_{jm}^+ , a_{jm} - операторы рождения и уничтожения частицы с квантовыми числами j, m и энергией E_j .

$$\begin{aligned}
 \mathfrak{M}_{\lambda\mu}^+ &= \sum_{j_1 m_1} \langle j_1 m_1 | (ir)^\lambda Y_{\lambda\mu} | j_2 m_2 \rangle a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}, \\
 P_{\lambda\mu}^+(\tau) &= \sum_{j_1 m_1} \langle j_1 m_1 | (ir)^\lambda Y_{\lambda\mu} | j_2 m_2 \rangle a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}
 \end{aligned}$$

Индекс $\tau = n, p$ и указывает, по какому одночастичному спектру, нейтронному или протонному, ведется суммирование. Далее, если $\tau = n, p$, то $\bar{\tau} = p, n$. После преобразования Боголюбова к операторам квазичастиц a_{jm}^+ , a_{jm} и последующего перехода к операторам фононов $Q_{\lambda\mu}^+$, $Q_{\lambda\mu}$ гамильтониан /1/ будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{\lambda\mu} \omega_{\lambda\mu} Q_{\lambda\mu}^+ Q_{\lambda\mu} - \frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\lambda\mu} \sum_{\tau} \left\{ \sum_{j_1 j_2} \left[K_{\tau\tau}^{(+)}(j_1 j_2 \lambda i) \times \right. \right. \\
 & \left. \left. \times (-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda\mu}^+ + K_{\tau\tau}^{(-)}(j_1 j_2 \lambda i) \cdot Q_{\lambda-\mu} \right] B(j_1 j_2 \lambda - \mu) + \text{э.с.} \right\}.
 \end{aligned}$$

Обозначения: /2/

$$B(j_1 j_2 \lambda - \mu) = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda \mu \rangle (-)^{j_2+m_2} a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 -m_2},$$

$$K_{\tau\tau}^{(\pm)}(j_1 j_2 \lambda i) = \frac{f_{j_1 j_2}^\lambda}{\sqrt{Y(\lambda i)}} \left[v_{j_1 j_2}^{(-)} - 2u_{j_2} v_{j_1} \left(R_{\tau\tau}^{\lambda i} \pm Z_{\tau\tau}^{\lambda i} \right) \right],$$

$$R_{np}^{\lambda i} = G_\lambda^{nn} b_n^{\lambda i} + G_\lambda^{np} b_p^{\lambda i} \quad /аналогично \text{ для } R_{pn}^{\lambda i} /,$$

$$Z_{np}^{\lambda i} = G_\lambda^{nn} q_n^{\lambda i} + G_\lambda^{np} q_p^{\lambda i} \quad /аналогично \text{ для } Z_{pn}^{\lambda i} /,$$

$$\sqrt{\frac{2}{Y(\lambda i)}} b_\tau^{\lambda i} = \sum_{j_1 j_2} f_{j_1 j_2}^\lambda v_{j_1 j_2}^{(-)} (\Psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} + \Phi_{j_1 j_2}^{\lambda i}),$$

$$\sqrt{\frac{2}{Y(\lambda i)}} q_\tau^{\lambda i} = \sum_{j_1 j_2} f_{j_1 j_2}^\lambda v_{j_1 j_2}^{(+)} (\Psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} - \Phi_{j_1 j_2}^{\lambda i}).$$

$f_{j_1 j_2}^\lambda$ - приведенный одночастичный матричный элемент мультипольного оператора, $\Psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$, $\Phi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ - определенные

в приближении хаотических фаз амплитуды двухквазичастичных состояний в волновой функции фонона. Выражения для них приведены в /1/.

Взаимодействие /2/ в первом приближении имеет отличные от 0 матричные элементы между состояниями, отличающимися на один фонон, т.е. одно- и двухфононным, двух- и трехфононным и т.д. Мы ограничились в волновой функции смешиванием одно- и двухфононных состояний, т.е. /4/

$$\Psi_\nu(JM) = \left\{ \sum_i C_i^\nu Q_{JM_i}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1} \Lambda_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (J\nu) [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} \right\} \Psi_0$$

/3/

/ Ψ_0 - фононный вакуум/. Это означает, что в конкретных расчетах мы должны будем ограничиться энергиями возбуждения $\leq 2E(2_1^+)$ /или $E(2_1^+) + E(3_1^-)$ /. При этом можно рассчитывать на правильное описание только величин

однофононных компонент, т.к. на коэффициенты $\Delta_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}$ большое влияние будут оказывать не учтенные нами трехфононные компоненты.

Секулярное уравнение, решение которого дает энергии $\eta_{J\nu}$ - состояний /3/, и выражения для коэффициентов

C_i^ν и $\Delta_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J_i)$ выглядят совершенно так же, как и

полученные в работе /4/ для случая, когда в канале частица-частица мультиполь-мультипольные силы не учитывались. Единственное отличие заключается в выражении для матричного элемента:

$$\langle Q_{JM_i} || H_{\text{qph}} || [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} \rangle = U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J_i),$$

$$U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J_i) = S_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J_i) + (-1)^{\lambda_1 + \lambda_2 + J} S_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J_i),$$

где

$$S_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J_i) = \frac{\sqrt{2\lambda_1 + 1} \sqrt{2\lambda_2 + 1}}{2\sqrt{2}} \sum_{\tau} \sum_{j j' j_0} \{ K_{\tau\tau}^{(-)}(j j' \lambda_1 i_1) \times$$

$$\times [\{ \begin{matrix} \lambda_1 \lambda_2 J \\ j_0 j j' \end{matrix} \} \{ \begin{matrix} J_i \\ j_0 j \end{matrix} \} \{ \begin{matrix} \lambda_2 i_2 \\ j' j_0 \end{matrix} \} + \{ \begin{matrix} \lambda_1 \lambda_2 J \\ j_0 j' j \end{matrix} \} (-1)^{\lambda_1 + \lambda_2 + J} \{ \begin{matrix} \lambda_1 i_1 \\ j_0 j \end{matrix} \} \{ \begin{matrix} \lambda_2 i_2 \\ j' j_0 \end{matrix} \}] +$$

$$+ K_{\tau\tau}^{(+)}(j j' J_i) (-1)^{\lambda_1 + \lambda_2 + J} \{ \begin{matrix} \lambda_1 \lambda_2 J \\ j' j j_0 \end{matrix} \} \{ \begin{matrix} \lambda_1 i_1 \\ j_0 j \end{matrix} \} \{ \begin{matrix} \lambda_2 i_2 \\ j' j_0 \end{matrix} \} +$$

$$+ K_{\tau\tau}^{(-)}(j j' J_i) \{ \begin{matrix} \lambda_1 \lambda_2 J \\ j' j j_0 \end{matrix} \} (-1)^{\lambda_1 + \lambda_2 + J} \{ \begin{matrix} \lambda_1 i_1 \\ j_0 j \end{matrix} \} \{ \begin{matrix} \lambda_2 i_2 \\ j' j_0 \end{matrix} \} +$$

$$+ K_{\tau\tau}^{(+)}(j j' \lambda_2 i_2) \{ \begin{matrix} \lambda_1 \lambda_2 J \\ j' j_0 j \end{matrix} \} \{ \begin{matrix} \lambda_1 i_1 \\ j_0 j \end{matrix} \} \{ \begin{matrix} J_i \\ j' j_0 \end{matrix} \} +$$

$$+ (-1)^{\lambda_1 + \lambda_2 + J} \{ \begin{matrix} \lambda_1 \lambda_2 J \\ j j_0 j' \end{matrix} \} \{ \begin{matrix} J_i \\ j_0 j \end{matrix} \} \{ \begin{matrix} \lambda_1 i_1 \\ j' j_0 \end{matrix} \}.$$

В случае $G_\lambda = 0$ $U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J_i)$ будет иметь вид, полученный в /4/. Когда $G_\lambda^{nn} = G_\lambda^{pp} = G_\lambda^{np}$ и изменяется только выражение для $K_{\tau\tau}^{(\pm)}(j j' \lambda i)$, а именно, $K_{\tau\tau}^{(\pm)}(j j' \lambda i) \rightarrow K_{\tau\tau}^{(\pm)}(j j' \lambda i)$, т.е.

$$K_{\tau\tau}^{(\pm)}(j j' \lambda i) = \frac{f_{j j'}^\lambda}{\sqrt{Y(\lambda i)}} [v_{j j'}^{(-)} - 2u_{j j'} v_j (R^{\lambda i} \pm Z^{\lambda i})].$$

где

$$R^{\lambda i} = G_\lambda (b_n^{\lambda i} + b_p^{\lambda i}) \quad /аналогично для Z^{\lambda i} /.$$

Конкретные расчеты проведены нами для изотопов Te и Cd. При этом, чтобы иметь возможность сравнить настоящие результаты с полученными ранее /5/ без учета мультиполь-мультипольных сил в канале частица-частица, мы взяли из работы /5/ одночастичные схемы и константы спаривательного сверхтекучего взаимодействия. В расчетах учитывались уровни только незаполненных оболочек.

Сначала рассмотрим, как меняются коэффициенты $U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2}(J_i)$ при включении новых сил. В табл. 1,2 при-

ведены $U_{21}^{21}(21)$, $U_{21}^{21}(22)$ и $U_{31}^{21}(31)$, $U_{31}^{21}(32)$ в выше-указанных ядрах. Даны значения для случая, когда

$G_\lambda = 0$ и $G_\lambda \neq 0$. В обоих случаях $\eta_{2_1^+}(\eta_{3_1^-}) = E(2_1^+)_{\text{эксп}} (E(3_1^-)_{\text{эксп}})$.

Коэффициенты $U_{21}^{21}(21)$, как правило, уменьшаются по абсолютной величине с включением квадрупольного спа-

Таблица 1

Изменение коэффициентов $U_{21}^{21}(21)$ и $U_{21}^{21}(22)$

Я д р о	$U_{21}^{21}(21)$ МэВ		$U_{21}^{21}(22)$ МэВ	
	$G_{\lambda}=0$	$G_{\lambda} \neq 0$	$G_{\lambda}=0$	$G_{\lambda} \neq 0$
^{126}Te	-0,067	0,034	0,083	0,095
^{128}Te	0,20	0,14	0,16	0,18
^{130}Te	0,44	0,32	0,25	0,34
^{110}Cd	0,85	0,66	-0,30	-0,23
^{112}Cd	0,64	0,58	-0,47	-0,32
^{114}Cd	0,22	0,42	-0,60	-0,026
^{116}Cd	0,13	0,25	-0,90	-0,58

Таблица 2

Изменение коэффициентов $U_{31}^{21}(31)$ и $U_{31}^{21}(32)$

Я д р о	$U_{31}^{21}(31)$ МэВ		$U_{31}^{21}(32)$ МэВ	
	$G_{\lambda}=0$	$G_{\lambda} \neq 0$	$G_{\lambda}=0$	$G_{\lambda} \neq 0$
^{126}Te	-0,33	0,083	-0,45	-0,52
^{128}Te	0,38	0,31	-0,17	-0,35
^{130}Te	0,082	0,16	-0,18	-0,68
^{110}Cd	0,53	0,64	0,058	0,098
^{112}Cd	0,38	0,61	-0,006	0,081
^{114}Cd	0,12	0,67	-0,096	0,087
^{116}Cd	-0,16	0,62	-0,23	0,032

ривания, хотя степень этого уменьшения сильно меняется от ядра к ядру. Увеличение $U_{21}^{21}(21)$ происходит лишь в $^{114,116}\text{Cd}$. Коэффициенты $U_{21}^{21}(22)$ в изотопах Te возрастают, а в изотопах Cd уменьшаются. Таким образом, матричные элементы взаимодействия двухфононного 2^+ -состояния с первым и вторым однофононными состояниями меняются как бы в противофазе. Их одновременное уменьшение происходит только в $^{110,112}\text{Cd}$, что должно привести к заведомому уменьшению в этих ядрах ангармонических поправок. В других случаях характер изменения ангармоничности будет определяться относительной ролью $U_{21}^{21}(21)$ и $U_{21}^{21}(22)$, расположением двухфононного и неколлективных однофононных состояний и т.д.

Ангармоничность октупольных колебаний с включением квадрупольного и октупольного спаривания возрастает. Это видно из того факта, что $U_{31}^{21}(31)$ и $U_{31}^{21}(32)$ /см. табл. 2/ в абсолютном большинстве случаев возрастают.

Посмотрим теперь, как сказываются обсуждавшиеся выше изменения в коэффициентах U на структуре волновых функций возбужденных состояний. В табл. 3 приведены основные компоненты волновых функций $|2_1^+\rangle$, $|2_2^+\rangle$, $|3_1^-\rangle$ и $|3_2^-\rangle$ -состояний в ядрах $^{128,130}\text{Te}$ и $^{114,116}\text{Cd}$, как они получены в настоящей работе и в работе /5/. Наиболее важные изменения заключаются в уменьшении вклада компоненты $Q_{21}^+ Q_{21}^+$ в состояние $|2_1^+\rangle$ и Q_{21}^+ -компоненты в состояние $|2_2^+\rangle$. Увеличивается вклад двухфононной компоненты в состояние $|2_2^+\rangle$. Это и является отражением того факта, что ангармоничность квадрупольных колебаний падает при включении в гамильтониан квадрупольного спаривания. С октупольными колебаниями происходит обратное. Здесь возрастает вклад компоненты Q_{31}^+ в структуру $|3_2^-\rangle$ -состояния, равно как и вклад $Q_{21}^+ Q_{31}^+$ -компоненты в структуру состояния $|3_1^-\rangle$.

Однако, если мы теперь обратимся к сравнению экспериментальных и теоретических характеристик 2^+ - и 3^- -состояний в изучаемых ядрах, то оказывается, что резкого улучшения в их согласии по сравнению с более ранними работами /5/ не происходит. В табл. 4-6

Таблица 3

Структура волновых функций $|2_1^+\rangle$, $|2_2^+\rangle$, $|3_1^-\rangle$ и $|3_2^-\rangle$ -состояний в $^{128,130}\text{Te}$ и $^{114,116}\text{Cd}$

Ядро	I^π	Результаты настоящей работы	Результаты работы /5/
^{128}Te	2_1^+	$98,2\%Q_{21}^+ + 1,6\%Q_{21}^+ Q_{21}^+$	$93\%Q_{21}^+ + 2,5\%Q_{21}^+ Q_{21}^+$
	2_2^+	$91,4\%Q_{21}^+ Q_{21}^+ + 5,5\%Q_{22}^+ + 1,5\%Q_{21}^+$	$40,4\%Q_{21}^+ Q_{21}^+ + 24\%Q_{22}^+ + 21\%Q_{24}^+$
	3_1^-	$80,8\%Q_{31}^+ + 14,2\%Q_{21}^+ Q_{31}^+ + 3,6\%Q_{32}^+$	$76\%Q_{31}^+ + 7,2\%Q_{21}^+ Q_{31}^+$
	3_2^-	$58,6\%Q_{32}^+ + 16,9\%Q_{21}^+ Q_{31}^+ + 13,5\%Q_{31}^+$	$42,7\%Q_{21}^+ Q_{31}^+ + 22\%Q_{33}^+ + 18\%Q_{34}^+$
^{130}Te	2_1^+	$93,7\%Q_{21}^+ + 5\%Q_{21}^+ Q_{21}^+ + 0,1\%Q_{22}^+$	$87,9\%Q_{21}^+ + 3,5\%Q_{21}^+ Q_{21}^+$
	2_2^+	$52,8\%Q_{21}^+ Q_{21}^+ + 37,8\%Q_{22}^+ + 3,4\%Q_{21}^+$	$66,9\%Q_{23}^+ + 21,6\%Q_{24}^+ + 3,7\%Q_{22}^+$
	3_1^-	$81\%Q_{31}^+ + 9,1\%Q_{21}^+ Q_{31}^+ + 6\%Q_{32}^+$	$81\%Q_{31}^+ + 4,1\%Q_{21}^+ Q_{31}^+$
	3_2^-	$41,5\%Q_{32}^+ + 40,1\%Q_{21}^+ Q_{31}^+ + 16,7\%Q_{31}^+$	$45,2\%Q_{21}^+ Q_{31}^+ + 35\%Q_{33}^+ + 10,6\%Q_{34}^+$
^{114}Cd	2_1^+	$88\%Q_{21}^+ + 11\%Q_{21}^+ Q_{21}^+$	$79\%Q_{21}^+ + 13\%Q_{21}^+ Q_{21}^+$
	2_2^+	$86,9\%Q_{21}^+ Q_{21}^+ + 11\%Q_{21}^+$	$52\%Q_{21}^+ Q_{21}^+ + 27\%Q_{22}^+ + 14\%Q_{21}^+$
	3_1^-	$78,2\%Q_{31}^+ + 26,4\%Q_{21}^+ Q_{31}^+ + 0,1\%Q_{32}^+$	$83\%Q_{21}^+ Q_{31}^+ + 11\%Q_{33}^+ + 3\%Q_{32}^+$
	3_2^-	$62\%Q_{21}^+ Q_{31}^+ + 24,8\%Q_{31}^+ + 10\%Q_{32}^+$	$81\%Q_{32}^+ + 16\%Q_{21}^+ Q_{32}^+$
^{116}Cd	2_1^+	$91\%Q_{21}^+ + 5\%Q_{21}^+ Q_{21}^+ + 0,1\%Q_{22}^+$	$81\%Q_{21}^+ + 5,6\%Q_{21}^+ Q_{22}^+ + 3\%Q_{21}^+ Q_{21}^+$
	2_2^+	$85,7\%Q_{21}^+ Q_{21}^+ + 5,6\%Q_{22}^+ + 4,9\%Q_{21}^+$	$64\%Q_{21}^+ Q_{21}^+ + 27\%Q_{22}^+ + 5\%Q_{21}^+$
	3_1^-	$74\%Q_{31}^+ + 25\%Q_{21}^+ Q_{31}^+$	$85\%Q_{31}^+ + 10\%Q_{21}^+ Q_{31}^+$
	3_2^-	$71,4\%Q_{21}^+ Q_{31}^+ + 24,8\%Q_{31}^+ + 1\%Q_{32}^+$	$65\%Q_{21}^+ Q_{31}^+ + 17\%Q_{32}^+ + 10\%Q_{31}^+$

мы привели экспериментальные данные /12/ и результаты наших расчетов. По отношению к результатам расчетов без учета мультиполь-мультипольных сил в канале частица-частица отметим некоторое улучшение в описании энергий 2_2^+ -уровней, что позволило получить удовлетворительное согласие с экспериментом в $^{110,112}\text{Cd}$. Но для правильного описания абсолютных величин $B(E\lambda)$

Таблица 4

Некоторые теоретические и экспериментальные характеристики $I_{\nu}^{\pi}=2_{\nu}^{+}$ состояний в изотопах Te

Ядро	γ	$E(2_{\nu}^{+})$ кэВ		$B(E2, 0_{\nu}^{+} \rightarrow 2_{\nu}^{+}) \cdot e^2 \text{барн}^2$			$Q_2(2_{\nu}^{+}) \cdot e \text{барн}$			$B(E2, 2_{\nu}^{+} \rightarrow 2_{\nu}^{+}) \cdot e^2 \text{барн}^2$		
		эксп.	теор.	эксп.	теор.		эксп.	теор.		эксп.	теор.	
					$e^{\pi=0.6}$	$e^{\pi=0.9}$		$e^{\pi=0.6}$	$e^{\pi=0.9}$		$e^{\pi=0.6}$	$e^{\pi=0.9}$
^{124}Te	1	602	617	0,527	0,31	0,58	$-0,08 \pm 0,11$	0,06	0,08	-	-	-
	2	1325	1248	0,0165	$9,10^{-4}$	$2,10^{-3}$	-	-0,06	-0,07	0,34	0,12	0,23
	3	2038	2005	-	$5,10^{-5}$	$2,10^{-4}$	-	0,37	0,49	-	10^{-5}	$2,10^{-4}$
^{126}Te	1	666	667	0,47	0,27	0,49	$-0,16 \pm 0,16$	-0,03	-0,04	-	-	-
	2	1420	1386	0,004	$6,10^{-4}$	$6,4,10^{-4}$	-	-0,04	0,06	0,17	0,10	0,19
	3	2190	1932	-	$2,10^{-4}$	10^{-4}	-	0,33	0,43	-	$5,10^{-4}$	10^{-3}
^{128}Te	1	743	748	0,38	0,20	0,37	$-0,14 \pm 0,13$	-0,12	-0,17	-	-	-
	2	1522	1507	0,011	0,005	0,007	-	0,13	0,17	-	0,07	0,13
	3	-	1998	-	$9,10^{-4}$	10^{-4}	-	0,28	0,37	-	0,001	0,003
^{130}Te	1	840	834	0,30	0,20	0,36	$-0,19 \pm 0,15$	-0,22	-0,30	-	-	-
	2	1597	1673	0,004	0,018	0,02	-	0,22	0,29	-	0,5	0,09
	3	1884	2006	-	$3,10^{-4}$	$9,10^{-4}$	-	0,33	0,43	-	0,008	0,01

Таблица 5

Некоторые теоретические и экспериментальные характеристики $I_{\nu}^{\pi}=2_{\nu}^{+}$ состояний в изотопах Cd

Ядро	γ	$E(2_{\nu}^{+})$ кэВ		$B(E2, 0_{\nu}^{+} \rightarrow 2_{\nu}^{+}) \cdot e^2 \text{барн}^2$			$Q_2(2_{\nu}^{+}) \cdot e \text{барн}$			$B(E2, 2_{\nu}^{+} \rightarrow 2_{\nu}^{+}) \cdot e^2 \text{барн}^2$		
		эксп.	теор.	эксп.	теор.		эксп.	теор.		эксп.	теор.	
					$e^{\pi=0.6}$	$e^{\pi=0.9}$		$e^{\pi=0.6}$	$e^{\pi=0.9}$		$e^{\pi=0.6}$	$e^{\pi=0.9}$
^{110}Cd	1	658	680	0,433	0,22	$0,4 \dot{\gamma}^{\pm}$	$-0,45 \pm 0,10$	-0,43	-0,58	-	-	-
	2	1476	1973	0,021	0,02	0,043	-	0,34	0,47	-	0,04	0,08
^{112}Cd	1	617	632	0,50	0,26	0,48	$-0,26 \pm 0,16$	-0,45	-0,60	-	-	-
	2	1312	1780	0,010	0,02	0,05	-	0,36	0,51	-	0,05	0,10
^{114}Cd	1	558	590	0,515	0,19	0,37	$-0,40 \pm 0,15$	-0,35	-0,46	-	-	-
	2	1209	1537	0,009	0,02	0,04	-	0,31	0,43	0,40	0,048	0,10
^{116}Cd	1	514	512	0,63	0,36	0,68	$-0,90 \pm 0,25$	-0,33	-0,43	-	-	-
	2	1214	1262	0,019	0,011	0,027	-	0,27	0,38	0,36	0,12	0,22

Таблица 6

Некоторые теоретические и экспериментальные характеристики $I_{\nu}^{\pi} = 3_{\nu}^{-}$ состояний в изотопах Te и Cd

Я д р о	γ	$E(3_{\nu}^{-})$ кэВ		$B(E3, 0_{\nu}^{+} \rightarrow 3_{\nu}^{-}) \cdot e^2 \text{барн}^3$			$Q_2(3_{\nu}^{-}) \cdot e$ барн	
		эксп.	теор.	эксп.	теор.		теор.	
					$e^* = 0,6$	$e^* = 0,9$	$e^* = 0,6$	$e^* = 0,9$
^{124}Te	1	2294	2328	-	0,05	0,09	-0,53	-0,68
	2	-	2930	-	0,008	0,02	0,05	0,09
^{126}Te	1	2320	2249	-	0,10	0,18	-0,30	-0,37
	2	-	2700	-	0,006	0,015	0,06	0,09
^{128}Te	1	2500	2549	-	0,04	0,07	-0,45	-0,57
	2	-	3067	-	0,005	0,12	-0,19	-0,23
^{130}Te	1	2320	2357	-	0,07	0,11	-0,42	-0,52
	2	-	2808	-	0,01	0,03	0,06	0,12
^{110}Cd	1	2078	2027	-	0,056	0,11	-0,41	-0,58
	2	-	3536	-	0,013	0,02	0,24	0,32
^{112}Cd	1	2005	1947	-	0,059	0,12	-0,44	-0,61
	2	-	3453	-	0,015	0,028	0,24	0,33
^{114}Cd	1	1950	1916	0,09	0,057	0,11	-0,38	-0,53
	2	-	3413	-	0,020	0,040	0,30	0,41
^{116}Cd	1	1945	1942	0,075	0,056	0,11	-0,47	-0,64
	2	-	3345	-	0,027	0,051	0,48	0,66

и $Q_2(2_1^+)$ приходится увеличивать эффективный заряд e^* . В табл. 4-6 теоретические результаты приведены для $e^* = 0,6$ /именно такое его значение использовалось в работе /5/ / и $e^* = 0,9$. Увеличение e^* является следствием того факта, что уже в гармоническом приближении включение новых сил в канале частица-частица приводит к значительному уменьшению $B(E\lambda)$.

Таким образом, включение мультиполь-мультипольных сил в канале частица-частица уменьшает ангармо-

ничность квадрупольных колебаний. Это приводит к некоторым улучшениям в описании энергий 2^+ -состояний, но требует увеличения e^* для правильного описания вероятностей электромагнитных переходов и квадрупольных моментов. В работе /11/ указывалось на довольно сильную зависимость теоретических результатов от величины констант G_2 и G_3 . По-видимому, и ангармонические эффекты будут зависеть от того, как выбраны G_2 и G_3 , включено или нет п-р взаимодействие в этом канале. Исследование относящихся сюда вопросов будет предметом последующих публикаций.

Литература

1. Belyaev S. T., Zelevinsky V. G. *Nucl. Phys.*, 1962, 39, p. 582; Maryumov T., Yamamura M., Tokunaga A. *Progr. Theor. Phys.*, 1964, 31, p. 1109; Джолос Р. В., Рыбарска В. ЭЧАЯ, 1972, 3, с. 739.
2. Kishimoto T., Tamura T. *Nucl. Phys.*, 1976, A270, p. 317.
3. Janssen D., Dänau F., Frauendorf S., Jolos R. V. *Nucl. Phys.*, 1971, A172, p. 145.
4. Вдовин А. И., Кырчев Г., Стоянов Ч. ТМФ, 1974, 21, с. 137.
5. Вдовин А. И., Стоянов Ч. Изв. АН СССР /сер. физ./, 1974, 38, с. 2604.
6. Reinhardt H. *Nucl. Phys.*, 1976, A262, p. 231; Ceausescu V., Raduta A. A. *Ann. Phys.*, 1976, 100, p. 94; Алага Г. Структура ядра. ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972.
7. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. Наука, М., 1971.
8. Беляев С. Т. ЯФ, 1966, 4, с. 936; Ragnarsson I., Broglia R. A. *Nucl. Phys.*, 1976, A263, p. 315.
9. Rangacharyulu S., Toki H., Aoki Y. e. a. *Lett. al Nuovo Cim.*, 1975, 14, p. 95;

Toki H., Sano M. Osaka University, Laboratory of Nucl. Studies. Report (OULNS 73-6).

10. Вдовин А.И., Дамбасурен Д., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. Изв. АН СССР /сер. физ./, 1976, 40, с.2183.
11. Дамбасурен Д. ОИЯИ, Р4-10358, Дубна, 1977.
12. Sakai M. Nucl. Data Tables, 1972, 10, p.511; Christy A., Häusser O. Nucl. Data Tables, 1973, 11, p. 281.

*Рукопись поступила в издательский отдел
31 марта 1977 года.*