2781/84

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р4-84-135

С.И.Баструков, В.О.Нестеренко

УЧЕТ ФОНОННЫХ КОМПОНЕНТ В ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЯХ НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР ПРИ ОПИСАНИИ $E\lambda$-ПЕРЕХОДОВ

1984

В [1,2] в рамках квазичастично-фононной модели [3,4] были получены уравнения для описания энергий и структуры низколежащих неротационных состояний нечетных деформированных ядер. При этом использовались коммутационные соотношения между операторами квазичастиц и фононов, полученные с учетом квазичастичной структуры фонона. Поскольку даже нижайшие по энергии однофононные возбуждения четно-четного остова содержат сравнительно большие двухквазичастичные компоненты, то коммутаторы $[Q_g^+, \alpha_q]$, вычисленные с помощью фермионных коммутационных соотношений, могут заметно отличаться от нуля. Разработанный формализм позволяет учесть эти поправки и, в частности, учесть принцип Паули в компонентах "квазичастица + фонон" волновой функции нечетного ядра. Тем самым данный подход дает возможность более корректно описать вибрационные состояния в нечетных ядрах, изучение которых вызывает сейчас большой интерес.

В настоящее время имеется много экспериментальных данных о гамма- и октупольно-вибрационных состояниях в нечетных деформированных ядрах /см., например, [5-8] /. Известно, что вибрационные компоненты волновой функции существенно влияют на многие свойства низколежащих состояний /см., например, [9] /. В частности, они играют важную, если не решающую, роль в $E2(\Delta K = 2)$-переходах [10]. В [1,2] показано, что учет точных коммутационных соотношений может существенно изменить структуру состояния за счет подавления тех его компонент "квазичастица + фонон", где нарушен принцип Паули. Хорошим критерием правильности описания структуры состояния служат приведенные вероятности электрических и магнитных переходов. Цель данной работы - получение в рамках квазичастично-фононной модели с использованием коммутационных соотношений, учитывающих квазичастичную структуру фонона, выражения для приведенной вероятности электрических переходов в нечетных деформированных ядрах /без взаимодействия Кориолиса/. Приводятся численные оценки поправок, возникающих при использовании точных коммутационных соотношений, обсуждается их физический смысл.

ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Гамильтониан модели, вид которого дан в [1,2], включает среднее поле Саксона-Вудса, спаривательное и изоскалярное мультиполь-мультипольное взаимодействия. В состав последнего входит взаимодействие квазичастиц с фононами. Все параметры модели фиксируются при расчете однофононных возбуждений четно-четного остова.

Волновая функция состояния с фиксированным значением K^π имеет вид

$$|K^\pi n, \sigma> = \{ \sum_r C_r^n \alpha^+_{r\sigma} + \sum_{\substack{g_2\sigma_2 \\ r_1\sigma_1}} D^n_{g_2 r_1} \delta_{\sigma_1 K_1 + \sigma_2 \mu_2, \sigma K} \alpha^+_{r_1\sigma_1} Q^+_{g_2\sigma_2}. \qquad /1/$$

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Здесь n - номер состояния нечетного ядра с данным K^{π}, $\sigma = \pm 1$ - знак проекции K полного момента на ось симметрии ядра /в дальнейшем всегда будем выделять σ из квантовых чисел состояния/, $a^{+}_{q\sigma}$ - оператор рождения квазичастицы, $q\sigma$ - квантовые числа одночастичного состояния, среди которых всегда имеется проекция K полного момента. Здесь и далее индекс q характеризует одночастичные состояния нейтронной и протонной систем, а индекс r - нейтронные состояния для N-нечетного ядра $(r = n)$ или протонные - для Z-нечетного ядра $(r = p)$. Через $|\rangle$ обозначен вакуум для однофононных состояний четно-четного остова $(Q_{g\sigma}|\rangle = 0)$, где $g = \lambda\mu i$, i - номер фонона данной мультипольности. Везде считаем, что $K > 0$, $\mu \geq 0$. Функции C^{n}_{r} и $D^{n}_{gr_1}$ характеризуют вклады одноквазичастичной компоненты и компоненты "квазичастица + фонон" в волновую функцию состояния [1,2].

Оператор электрического перехода известным образом можно преобразовать к виду

$$\hat{\mathfrak{M}}(E\lambda\mu\sigma) = M_g(Q^{+}_{g\sigma} + Q_{g-\sigma}) + \sum_{qq'} v_{qq'}\, p^{\lambda\mu}_{qq'}\, B(qq',\mu\sigma) + \delta_{\mu,0}\, \delta_{(-1)^{\lambda},1} \sum_{q} p^{\lambda 0}_{qq} v^{2}_{q}, \qquad /2/$$

где

$$Q^{+}_{g\sigma} = \frac{1}{2} \sum_{qq'} \{\psi^{g}_{qq'} A^{+}(qq',\mu\sigma) - \phi^{g}_{qq'} A(qq',\mu\sigma)\} \qquad /3/$$

- оператор рождения фонона, явно зависящего от σ [11],

$$A^{+}(qq',\mu\sigma) = \sum_{\sigma'} \delta_{\sigma'(K-K'),\sigma\mu}\, \sigma' a^{+}_{q\sigma'} a^{+}_{q'-\sigma'}, \text{ или } \delta_{K+K',\mu}\, a^{+}_{q'\sigma} a^{+}_{q\sigma},$$

$$B(qq',\mu\sigma) = \sum_{\sigma'} \delta_{\sigma'(K-K'),\sigma\mu}\, a^{+}_{q\sigma'} a_{q'\sigma'}, \text{ или } \delta_{K+K',\mu}\, \sigma a^{+}_{q\sigma} a_{q'-\sigma}.$$

В /2/ также использованы обозначения: $v_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'}$; u_q, v_q - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова; $p^{\lambda\mu}_{qq'}$ - одночастичный матричный элемент от оператора

$$\hat{\Gamma}(E\lambda\mu) = e^{(r)}_{\text{eff}}\, er^{\lambda} (Y_{\lambda\mu} + (-1)^{\mu} Y_{\lambda-\mu})(1 + \delta_{\mu,0})^{-1};$$

$e^{(r)}_{\text{eff}}$ - нейтронный или протонный эффективный заряд, значение которого подбирается феноменологически. Далее,

$$M_g = \frac{\sum_{r} e^{r}_{\text{eff}} X^{g}_{r}}{2\sqrt{Y_g}} \qquad /4/$$

- матричный элемент $E\lambda\mu$ - перехода между основным $|\rangle$ и однофононным $Q^{+}_{g}|\rangle$ состояниями в четно-четном остове ядра. Выражения для функций X^{g}_{r} и Y_g даны в [1-4].

Найдем выражение для матричного элемента $\langle K^{\pi_f}_{f} n_f | \hat{\mathfrak{M}}(E\lambda\mu) | K^{\pi_i}_{i} n_i \rangle$ от оператора $E\lambda$-перехода /2/ по волновым функциям /1/. При этом будем использовать коммутационные соотношения между операторами квазичастиц и фононов, учитывающие квазичастичную структуру фононов /3/. После довольно громоздких преобразований получим:

$$\begin{aligned}
\langle K^{\pi_f}_{f} n_f | \hat{\mathfrak{M}}(E\lambda\mu) | K^{\pi_i}_{i} n_i \rangle &= \sum_{r_f r_i} C^{n_f}_{r_f} C^{n_i}_{r_i} v_{r_f r_i} p^{\lambda\mu}_{r_f r_i} + \\
&+ \sum_{i} M_g \sum_{g_1 r_1} \{ \sum_{r_f} C^{n_f}_{r_f} D^{n_i}_{g_1 r_1} (\delta_{r_f r_1} \delta_{g g_1} - S^{K_i}_{+} (g r_f | r_1 g_1)) + \\
&+ \sum_{r_i} D^{n_f}_{g_1 r_1} C^{n_i}_{r_i} (\delta_{r_i r_1} \delta_{g g_1} - S^{K_f}_{-} (g r_i | r_1 g_1)) \} + \\
&+ \sum_{g_1} \sum_{rr'} D^{n_f}_{g_1 r} D^{n_i}_{g_1 r'} v_{rr'} p^{\lambda\mu}_{rr'} ((-1)^{\beta} - S^{K_i K_f K'}(g_1 r)) + \\
&+ \delta_{\mu,0}\, \delta_{(-1)^{\lambda},1} \{ \sum_{g_1 r_1} D^{n_f}_{g_1 r_1} D^{n_i}_{g_1 r_1} \sum_{r} v_{rr} p^{\lambda 0}_{rr} S(g_1 r) + \\
&+ (\sum_{r_i} C^{n_f}_{r_i} C^{n_i}_{r_i} + \sum_{g_1 r} D^{n_f}_{g_1 r} D^{n_i}_{g_1 r} S^{K_i}(g_1 r)) \sum_{q} v^{2}_{q} p^{\lambda 0}_{qq} \},
\end{aligned} \qquad /5/$$

где, например, в случае $\mu \neq 0$, $\mu_1 \neq 0$ имеем

$$\begin{aligned}
S^{K_i}_{\pm}(g r_f | r_1 g_1) &= \sum_{r_2} \psi^{g_1}_{r_2 r_f} \psi^{g}_{r_2 r_1} \times \\
&\times \{ \delta_{K_i - K_f,\mu} (\delta_{K_2 - K_f,\mu} \delta_{K_1 - K_2,\mu} + \delta_{K_f - K_2,\mu_1} \delta_{K_1 - K_2,\mu} + \\
&+ \delta_{K_2 + K_f,\mu_1} \delta_{K_1 + K_2,\mu} \mp \delta_{K_2 + K_f,\mu_1} \delta_{K_2 - K_1,\mu}) + \\
&+ \delta_{K_f - K_i,\mu} (\delta_{K_2 - K_f,\mu_1} \delta_{K_2 - K_1,\mu} + \delta_{K_f - K_2,\mu_1} \delta_{K_2 - K_1,\mu} \pm \\
&\pm \delta_{K_f - K_2,\mu_1} \delta_{K_2 + K_1,\mu} \mp \delta_{K_2 + K_f,\mu_1} \delta_{K_1 - K_2,\mu}) + \\
&+ \delta_{K_f + K_i,\mu} (\mp \delta_{K_2 - K_f,\mu_1} \delta_{K_2 - K_1,\mu} + \delta_{K_f - K_2,\mu_1} \delta_{K_2 + K_1,\mu} + \\
&+ \delta_{K_2 - K_f,\mu_1} \delta_{K_2 + K_1,\mu} + \delta_{K_2 + K_f,\mu_1} \delta_{K_1 - K_2,\mu}) \},
\end{aligned} \qquad /5.1/$$

$$S^{K_i K_f K'}(g_1 r) = \sum_{r_2} (\psi^{g_1}_{r_2 r})^2 \{\delta_{|K_f - K_i|,\mu} (\delta_{K_f - K,\mu_1} \delta_{K_i - K',\mu_1} \delta_{K - K_2,\mu_1} +$$

$$+ \delta_{K - K_f,\mu_1} \delta_{K' - K_i,\mu_1} \delta_{K_2 - K,\mu_1} + \delta_{K + K_f,\mu_1} \delta_{K' + K_i,\mu_1} \delta_{K_2 - K,\mu_1} +$$

$$+ \delta_{K_f - K,\mu_1} \delta_{K_i - K',\mu_1} \delta_{K_2 + K,\mu_1} + \delta_{K_f + K,\mu_1} \delta_{K_i - K',\mu_1} \delta_{K_2 - K,\mu_1} -$$

$$- \delta_{K_f - K,\mu_1} \delta_{K_i + K',\mu_1} \delta_{K - K_2,\mu_1} - \delta_{K_f - K,\mu_1} \delta_{K_i + K',\mu_1} \delta_{K_2 + K,\mu_1}) +$$

$$+ \delta_{K_f + K_i,\mu} (\delta_{K_f + K,\mu_1} \delta_{K' - K_i,\mu_1} \delta_{K_2 - K_1,\mu_1} - \qquad /5.2/$$

$$- \delta_{K - K_f,\mu_1} \delta_{K_i + K',\mu_1} \delta_{K_2 - K,\mu_1} + \delta_{K_f - K,\mu_1} \delta_{K' - K_i,\mu_1} \delta_{K - K_2,\mu_1} +$$

$$+ \delta_{K - K_f,\mu_1} \delta_{K_i - K',\mu_1} \delta_{K_2 - K,\mu_1} + \delta_{K_f - K,\mu_1} \delta_{K' - K_i,\mu_1} \delta_{K_2 + K,\mu_1})\},$$

$$S(g_1 r) = \sum_{r_2} (\psi^{g_1}_{r_2 r})^2, \qquad /5.3/$$

$$S^{K_i}(g_1 r) = \sum_{r_2} (\psi^{g_1}_{r_2 r})^2 (\delta_{K - K_i,\mu_1} \delta_{K_2 - K,\mu_1} +$$

$$+ \delta_{K_i - K,\mu_1} \delta_{K - K_2,\mu_1} + \delta_{K_i - K,\mu_1} \delta_{K_2 + K,\mu_1}), \qquad /5.4/$$

$$\beta = \delta_{K_i - K_f,\mu} \delta_{K + K',\mu} + \delta_{K_i + K_f,\mu} \delta_{K - K',\mu} .$$

Конкретизация общего правила отбора $\sigma_f K_f - \sigma_i K_i - \sigma\mu = 0$ к виду $|K_f - K_i| = \mu$ или $K_f + K_i = \mu$ приводит к соотношениям $\sigma_i = \sigma_f = \pm\sigma$ или $-\sigma_i = \sigma_f = \sigma$, позволяющим избавиться в /5/ от σ_i, σ_f и σ, которые первоначально войдут туда из /1/ и /2/, а также из функции $D^{n_i}_{g_1 r}$, пропорциональной σ_i в случае $K_i + K = \mu_1$[8].

Матричный элемент /5/ содержит члены типа CD(DC), соответствующие переходу с поглощением /рождением/ фонона и пропорциональные матричному элементу M_g однофононного перехода в четно-четном остове. Члены типа CC и DD отвечают, соответственно, за одночастичный переход и переход между компонентами "квазичастица + фонон". В случае $E\lambda(\Delta K = 0)$ -переходов важную, если не определяющую, роль играют члены, стоящие при $\delta_{\mu,0}\,\delta_{(-1)^\lambda,1}$,

особенно те из них, которые пропорциональны большой величине $\sum_q v_q^2 p^{\lambda 0}_{qq}$.

Использование при выводе /5/ коммутационных соотношений, учитывающих квазичастичную структуру фонона, приводит к появлению в /5/ функций S. При таком подходе переходы типа CD, DC и DD могут осуществляться через отдельные двухквазичастичные компоненты фононов, учитывается принцип Паули. Если положить функции S равными нулю, то мы получим выражение для матричного элемента $E\lambda$ -перехода для случая, когда $[Q^+_g, \alpha_q] = 0$[8,10].

Заметим, что функции S, стоящие при членах типа DD, взяты в когерентном приближении, т.е. включают только квадраты амплитуд $\psi^{g_1}_{r_2 r}$. Слагаемые типа DD наименее точны в /5/, поскольку соответствуют переходу между сложными компонентами волновой функции. Поэтому естественно вычислять их приближенно, тем более, что когерентное приближение используется на более раннем этапе расчета структуры волновой функции /1/[1,2]. Анализ структуры низколежащих состояний нечетных ядер редкоземельной области[12] и экспериментальных данных по $E\lambda$ -переходам между этими состояниями также показывает, что во многих случаях /особенно для E2-переходов/ слагаемые типа DD матричного элемента перехода играют второстепенную роль.

Выражение для приведенной вероятности $E\lambda\mu$ -перехода между состояниями $|I_i^{\pi_i} K_i, n>$ и $|I_f^{\pi_f} K_f, n_f>$ имеет вид[13]

$$B(E\lambda\mu, I_i^{\pi_i} K_i, n_i \to I_f^{\pi_f} K_f, n_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |< I_f^{\pi_f} K_f, n_f || \hat{\mathfrak{M}}(E\lambda) || I_i^{\pi_i} K_i n_i >|^2,$$

где

$$< I_f^{\pi_f} K_f, n_f || \hat{\mathfrak{M}}(E\lambda) || I_i^{\pi_i} K_i, n_i > =$$

$$= \sqrt{2I_i + 1}\,\{(I_i K_i \lambda, K_f - K_i | I_f K_f) < K_f^{\pi_f} n_f | \hat{\mathfrak{M}}(E\lambda, \mu = |K_f - K_i|) | K_i^{\pi_i} n_i > +$$

$$+ (-1)^{I_i + K_i} (I_i - K_i \lambda, K_i + K_f | I_f K_f) < K_f^{\pi_f} n_f | \hat{\mathfrak{M}}(E\lambda, \mu = K_f + K_i) | K_i^{\pi_i} n_i >\} .$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Дадим численные оценки для поправок S, возникающих при использовании коммутационных соотношений, учитывающих квазичастичную структуру фононов. В качестве примера рассмотрим $E2(\Delta K = 2)$ -переход между состояниями $I_i^{\pi_i} K_i = 1/2^- 1/2$ и $I_f^{\pi_f} K_f = 5/2^- 5/2$ в ^{165}Er. Параметры расчетов возьмем такие же, как в [12].

Результаты расчетов представлены в табл.1, 2 и 3. Из табл.1 видно, что за счет двухквазичастичной компоненты nn 521↑ 521↓ фонона $\lambda\mu i$ = 221 принцип Паули существенно нарушен в компоненте

$$S^{K_iK_fK'}(g_1r) = \sum_{r_2} (\psi^{g_1}_{r_2r})^2 \{\delta_{|K_f-K_i|,\mu} (\delta_{K_f-K,\mu_1}\delta_{K_i-K',\mu_1}\delta_{K-K_2,\mu_1} +$$

$$+\delta_{K-K_f,\mu_1}\delta_{K'-K_i,\mu_1}\delta_{K_2-K,\mu_1} + \delta_{K+K_f,\mu_1}\delta_{K'+K_i,\mu_1}\delta_{K_2-K,\mu_1} +$$

$$+\delta_{K_f-K,\mu_1}\delta_{K_i-K',\mu_1}\delta_{K_2+K,\mu_1} + \delta_{K_f+K,\mu_1}\delta_{K_i-K',\mu_1}\delta_{K_2-K,\mu_1} -$$

$$-\delta_{K_f-K,\mu_1}\delta_{K_i+K',\mu_1}\delta_{K-K_2,\mu_1} - \delta_{K_f-K,\mu_1}\delta_{K_i+K',\mu_1}\delta_{K_2+K,\mu_1}) +$$

$$+\delta_{K_f+K_i,\mu} (\delta_{K_f+K,\mu_1}\delta_{K'-K_i,\mu_1}\delta_{K_2-K_1,\mu_1} - \qquad /5.2/$$

$$-\delta_{K-K_f,\mu_1}\delta_{K_i+K',\mu_1}\delta_{K_2-K,\mu_1} + \delta_{K_f-K,\mu_1}\delta_{K'-K_i,\mu_1}\delta_{K-K_2,\mu_1} +$$

$$+\delta_{K-K_f,\mu_1}\delta_{K_i-K',\mu_1}\delta_{K_2-K,\mu_1} + \delta_{K_f-K,\mu_1}\delta_{K'-K_i,\mu_1}\delta_{K_2+K,\mu_1})\},$$

$$S(g_1r) = \sum_{r_2} (\psi^{g_1}_{r_2r})^2, \qquad /5.3/$$

$$S^{K_i}(g_1r) = \sum_{r_2} (\psi^{g_1}_{r_2r})^2 (\delta_{K-K_i,\mu_1}\delta_{K_2-K,\mu_1} +$$

$$+\delta_{K_i-K,\mu_1}\delta_{K-K_2,\mu_1} + \delta_{K_i-K,\mu_1}\delta_{K_2+K,\mu_1}), \qquad /5.4/$$

$$\beta = \delta_{K_i-K_f,\mu}\delta_{K+K',\mu} + \delta_{K_i+K_f,\mu}\delta_{K-K',\mu} .$$

Конкретизация общего правила отбора $\sigma_f K_f - \sigma_i K_i - \sigma\mu = 0$ к виду $|K_f - K_i| = \mu$ или $K_f + K_i = \mu$ приводит к соотношениям $\sigma_i = \sigma_f = \pm\sigma$ или $-\sigma_i = \sigma_f = \sigma$, позволяющим избавиться в /5/ от σ_i, σ_f и σ, которые первоначально войдут туда из /1/ и /2/, а также из функции $D^{n_i}_{g_1r}$, пропорциональной σ_i в случае $K_i + K = \mu_1$ [8].

Матричный элемент /5/ содержит члены типа CD(DC), соответствующие переходу с поглощением /рождением/ фонона и пропорциональные матричному элементу M_g однофононного перехода в четно-четном остове. Члены типа CC и DD отвечают, соответственно, за одночастичный переход и переход между компонентами "квазичастица + фонон". В случае $E\lambda(\Delta K = 0)$ -переходов важную, если не определяющую, роль играют члены, стоящие при $\delta_{\mu,0}\,\delta_{(-1)^\lambda,1}$,

особенно те из них, которые пропорциональны большой величине $\sum_q v_q^2 p_{qq}^{\lambda 0}$.

Использование при выводе /5/ коммутационных соотношений, учитывающих квазичастичную структуру фонона, приводит к появлению в /5/ функций S. При таком подходе переходы типа CD, DC и DD могут осуществляться через отдельные двухквазичастичные компоненты фононов, учитывается принцип Паули. Если положить функции S равными нулю, то мы получим выражение для матричного элемента $E\lambda$ -перехода для случая, когда $[Q^+_g, \alpha_q] = 0$ [8,10].

Заметим, что функции S, стоящие при членах типа DD, взяты в когерентном приближении, т.е. включают только квадраты амплитуд $\psi^{g_1}_{r_2r}$. Слагаемые типа DD наименее точны в /5/, поскольку соответствуют переходу между сложными компонентами волновой функции. Поэтому естественно вычислять их приближенно, тем более, что когерентное приближение используется на более раннем этапе расчета структуры волновой функции /1/ [1,2]. Анализ структуры низколежащих состояний нечетных ядер редкоземельной области [12] и экспериментальных данных по $E\lambda$ -переходам между этими состояниями также показывает, что во многих случаях /особенно для E2-переходов/ слагаемые типа DD матричного элемента перехода играют второстепенную роль.

Выражение для приведенной вероятности $E\lambda\mu$ -перехода между состояниями $|I_i^{\pi_i} K_i, n>$ и $|I_f^{\pi_f} K_f, n_f>$ имеет вид [13]

$$B(E\lambda\mu, I_i^{\pi_i} K_i, n_i \to I_f^{\pi_f} K_f, n_f) = \frac{1}{2I_i + 1} |<I_f^{\pi_f} K_f, n_f || \hat{\mathfrak{M}}(E\lambda) || I_i^{\pi_i} K_i n_i>|^2,$$

где

$$<I_f^{\pi_f} K_f, n_f || \hat{\mathfrak{M}}(E\lambda) || I_i^{\pi_i} K_i, n_i> =$$

$$= \sqrt{2I_i + 1}\,\{(I_i K_i \lambda, K_f - K_i | I_f K_f) <K_f^{\pi_f} n_f | \hat{\mathfrak{M}}(E\lambda, \mu = |K_f - K_i|) | K_i^{\pi_i} n_i> +$$

$$+ (-1)^{I_i + K_i} (I_i - K_i \lambda, K_i + K_f | I_f K_f) <K_f^{\pi_f} n_f | \hat{\mathfrak{M}}(E\lambda, \mu = K_f + K_i) | K_i^{\pi_i} n_i>\} .$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Дадим численные оценки для поправок S, возникающих при использовании коммутационных соотношений, учитывающих квазичастичную структуру фононов. В качестве примера рассмотрим $E2(\Delta K = 2)$ -переход между состояниями $I_i^{\pi_i} K_i = 1/2^- 1/2$ и $I_f^{\pi_f} K_f = 5/2^- 5/2$ в ^{165}Er. Параметры расчетов возьмем такие же, как в [12].

Результаты расчетов представлены в табл.1, 2 и 3. Из табл.1 видно, что за счет двухквазичастичной компоненты nn 521↑ 521↓ фонона $\lambda\mu i$ = 221 принцип Паули существенно нарушен в компоненте

$521\downarrow + Q_{221}$ состояния $5/2^-$, для которой правило сложения проекций имеет вид: $K_{521\downarrow} + 2 = K_{521\downarrow} + (K_{521\uparrow} + K_{521\downarrow})$. Рассмотрим функции S, представленные в табл.2, для переходов между различными компонентами начального и конечного состояний. Видно, что функции S имеют наибольшие значения в случаях: а/ когда в компонентах "квазичастица + фонон", функция S которых имеет когерентный вид, сильно нарушен принцип Паули /например, $S = 0,23$ для перехода $521\downarrow \to /521\downarrow + Q_{221}/$, $S = -0,22$ для перехода $/521\uparrow - Q_{221}/ \to /521\downarrow + Q_{221}/$/; б/ когда квазичастицы q_f и q_i входят в большие двухквазичастичные компоненты фонона g с общей квазичастицей q /например, $S = 0,28$ для $/521\uparrow - Q_{221}/ \to 523\downarrow$, где $\psi^{221}_{521\uparrow 521\downarrow} = -0,6$, $\psi^{221}_{523\downarrow 521\downarrow} = -0,5$/. Таким образом, анализируя структуру состояний нечетного ядра, между которыми идет переход, и структуру соответствующих фононов, можно на основании формул /5/-/5.4/ грубо оценить, насколько велики будут поправки S.

Таблица 1

Структура однофононного состояния $\lambda\mu i = 221$ четно-четного остова ^{164}Er и факторы $S^K(gq)$ /1, 2/, характеризующие степень нарушения принципа Паули в компонентах состояний ^{165}Er

$\lambda\mu i = 221$				K^π, $q \pm 221$	$S^K(gq)$
nn $523\downarrow521\downarrow$	27%	pp $411\uparrow411\downarrow$	27%	$1/2^-$, $523\downarrow - Q_{221}$	0
nn $521\uparrow521\downarrow$	17%	nn $633\uparrow651\uparrow$	5%	$1/2^-$, $521\uparrow - Q_{221}$	−0,005
nn $642\uparrow660\uparrow$	4%			$5/2^-$, $521\downarrow + Q_{221}$	−0,23

Таблица 2

Значения функций S /5.1/-/5.4/ для $E2(\Delta K = 2)$ - перехода между различными компонентами состояний $I_i^{\pi_i} K_i = 1/2^- 1/2$ и $I_f^{\pi_f} K_f = 5/2^- 5/2$ в ^{165}Er

$i \to f$	S	$i \to f$	S
$/523\downarrow - Q_{221}/ \to 523\downarrow$	0,003	$521\downarrow \to /521\downarrow + Q_{221}/$	0,23
$/521\uparrow - Q_{221}/ \to 523\downarrow$	0,28	$/521\uparrow - Q_{221}/ \to /521\downarrow + Q_{221}/$	−0,22
$510\uparrow \to /521\downarrow + Q_{221}/$	0,004	$/523\downarrow - Q_{221}/ \to /521\downarrow + Q_{221}/$	0

Таблица 3

Структура состояний $I_i^{\pi_i} K_i = 1/2^- 1/2$ и $I_f^{\pi_f} K_f = 5/2^- 5/2$ в ^{165}Er и приведенная вероятность $E2(\Delta K = 2)$ -перехода между ними ($e_{eff}^{(n)} = 0,1$, $e_{eff}^{(p)} = 1,1$/.

$I_i^{\pi_i} K_i$	Структура	$I_f^{\pi_f} K_f$	Структура	$B(E2,\Delta K=2)$, $e^2b^2 \cdot 10^{-2}$ $S \neq 0$	$S = 0$	эксп.
$1/2^- 1/2$	$521\downarrow$ 87% $510\uparrow$ 2% $523\downarrow - Q_{221}$ 6% $512\uparrow - Q_{221}$ 3% $521\uparrow - Q_{221}$ 0,5%	$5/2^- 5/2$	$523\downarrow$ 97% $411\downarrow + Q_{321}$ 0,4% $521\downarrow + Q_{221}$ 0,3%	1,1	1,4	1,1

Расчеты показали, что функции S нельзя рассматривать как суммы большого числа знакопеременных слагаемых, имеющие малые значения. Функции S обычно содержат 3-15 слагаемых, причем большие значения S, как правило, определяются одним-двумя слагаемыми.

Из табл.3 видно, что учет поправок S приводит к изменению величины $B(E2, \Delta K = 2)$ почти на 30%. В расчетах встречались случаи изменения $B(E2, \Delta K = 2)$ в 1,5-2 раза, что говорит о важности учета квазичастичной структуры фонона. Поправки S в Z-нечетных ядрах в среднем меньше, чем в N-нечетных ядрах, но также могут принимать большие значения /например, в ^{165}Tm $S = 0{,}33$ для $E2(\Delta K = 2)$ -перехода между компонентами состояний $5/2^+, (411\downarrow + Q_{22})\rightarrow$ $\rightarrow 1/2^+, 411\downarrow$/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках квазичастично-фононной модели получено выражение для приведенной вероятности электрических переходов в нечетных деформированных ядрах. При этом использовались коммутационные соотношения между операторами квазичастиц и фононов, учитывающие квазичастичную структуру фонона. Показано, что поправки, возникающие в таком подходе, могут приводить к значительному изменению приведенных вероятностей /в 1,5-2раза/.

В заключение авторы выражают благодарность проф. В.Г.Соловьеву, Л.А.Малову и В.В.Воронову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баструков С.И., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г. Изв. АН СССР, сер.физ., 1982, т. 46, с. 2149.
2. Soloviev V.G., Nesterenko V.O., Bastrukov S.I. Zeitschrift für Physik, A - Atoms and Nuclei, 1983, v. 309, p. 353.
3. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, "Наука", М., 1971.
4. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 580.
5. Громов К.Я. и др. ЭЧАЯ, 1971, т. 1, с. 525.
6. Andreitscheff W., Schilling K.D., Manfrass P. Atom.Data and Nucl.Data Tables, 1975, 16, p. 515; Андрейчев В. ЭЧАЯ, 1976, т. 7, с. 1039.
7. Chasman R.R. et al. Rev.Mod.Phys., 1977, v. 49, p. 833.
8. Hoff R.W. et al. Neutr.-Capt. Gamma-Ray Spectr. and Rel. Top., 1981; von Egidy T. Inst.Phys.Conf.Ser., 1982, No 62, p. 250.
9. Kvasil J., et al. Czech J. Phys., 1978, B28, p. 843; Kvasil J. et al. Czech. J.Phys., 1983, B33, p. 626; Voronov V.V. Proceed. of Int. Conf. on Selected Topics in Nuclear Structure, JINR, D-9682, Dubna, 1976, v.1, p.42.
10. Soloviev V.G., Vogel P. Nucl.Phys., 1967, A92, p. 449.
11. Соловьев В.Г. ТМФ, 1982, т. 53, с. 399.
12. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 357.
13. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра, "Мир", М., 1977, т. 2.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 февраля 1984 года.

Баструков С.И., Нестеренко В.О.
Р4-84-135

Учет фононных компонент в волновых функциях нечетных деформированных ядер при описании $E\lambda$ -переходов

В рамках квазичастично-фононной модели получено выражение для приведенной вероятности электрических переходов в нечетных деформированных ядрах. При этом использовались коммутационные соотношения между операторами квазичастиц и фононов, учитывающие квазичастичную структуру фонона. Показано, что поправки, возникающие в таком подходе, могут приводить к значительному изменению приведенных вероятностей /в 1,5-2 раза/.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Bastrukov S.I., Nesterenko V.O.
P4-84-135

Description of $E\lambda$-Transitions Taking Account of Phonon Components in Wave Functions of Odd Deformed Nuclei

An expression of reduced probability of electrical transitions in deformed odd-A nuclei is obtained within the quasiparticle-phonon model. The commutation relations between quasiparticle and phonon operators, taking into account the quasiparticle structure of phonons, are used. It is shown that corrections arising in such approach can result in a significant change in the reduced probability value (1.5-2 times).

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984