сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P4-81-227

В.В.Воронов, В.Г.Соловьев, О.Стоянова

ОПИСАНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ ДВУХКВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР В РАМКАХ КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что среди низколежащих состояний четно-четных ядер имеются двухквазичастичные и вибрационные состояния. Волновые функции последних представляют собой суперпозицию двухквазичастичных компонент. Из-за взаимодействия между квазичастицами с ростом энергии происходит смешивание малоквазичастичных компонент волновых функций с многоквазичастичными, и структура состояний усложняется. Фрагментация /распределение силы/ двухквазичастичных состояний по более сложным конфигурациям в той или иной области энергий определяет такие физические характеристики, как величины нейтронных и радиационных силовых функций, ширины мультипольных гигантских резонансов, ширины резонансно-подобных структур в процессах с возбуждением глубоколежащих дырочных уровней. Для понимания процесса усложнения структуры ядерных состояний с ростом энергии возбуждения следует изучить основные закономерности фрагментации двухквазичастичных состояний.

В последние годы имеется большой прогресс в экспериментальном изучении фрагментации одноквазичастичных состояний[1]. Основным экспериментальным методом изучения фрагментации служат реакции однонуклонных передач. Из экспериментальных данных по спектроскопическим факторам извлекаются сведения о величинах одноквазичастичных компонент волновых функций. Наиболее ценная информация получена по фрагментации глубоких дырочных состояний в сферических ядрах при изучении реакций (p,d), (d,t) и (^{3}He,α)[2,3]. Правильное количественное описание фрагментации одноквазичастичных состояний получено в рамках квазичастично-фононной модели ядра[4,5], основные положения которой изложены в[6].

Экспериментальную информацию о фрагментации двухквазичастичных состояний получают из спектроскопических факторов реакций однонуклонных передач. Однако эта информация только о тех двухквазичастичных состояниях, у которых одна из квазичастиц валентная, т.е. находится на одночастичном уровне, соответствующем основному состоянию нечетного A ядра-мишени. В[7,8] показано, что реакции двухнуклонных передач типа (p,t) могут дать более полные сведения о фрагментации двухквазичастичных состояний в сферических ядрах.

Последовательных расчетов фрагментации двухквазичастичных состояний по ядерным уровням не имеется. Большинство оболочечных расчетов посвящено вычислению энергий и спектроскопических факторов реакций однонуклонных передач в нечетных сферических ядрах. Имеются оболочечные расчеты энергий ^{92}Zr и спектроскопических факторов реакции $^{91}Zr(d,p)^{92}Zr$, выполненных в [9,10] на небольшом одночастичном базисе. Они достаточно хорошо описывают энергии и спектроскопические факторы низколежащих состояний.

В рамках квазичастично-фононной модели ядра выполнены расчеты фрагментации одноквазичастичных, однофононных и квазичастица плюс фонон состояний во многих сферических и деформированных ядрах. Результаты расчетов [11,12] ширин гигантских резонансов, нейтронных и радиационных силовых функций в сферических ядрах находятся в хорошем согласии с соответствующими экспериментальными данными. В рамках квазичастично-фононной модели ядра можно вычислять фрагментацию двухквазичастичных состояний без введения новых параметров и без модификации модели. Так, в [13] рассчитана фрагментация двухквазичастичных состояний и вычислены s- и p-волновые нейтронные силовые функции для ряда нечетных N ядер-мишеней. Получено хорошее описание экспериментальных данных по силовым функциям и показано, что в большинстве ядер спиновое расщепление мало.

Целью настоящей работы является вычисление фрагментации двухквазичастичных состояний типа "частица-дырка" в четно-четных сферических ядрах с волновой функцией, содержащей однофононные и двухфононные компоненты.

2. МОДЕЛЬ

Гамильтониан ядра в квазичастично-фононной модели включает потенциал среднего поля протонов и нейтронов, спаривательное взаимодействие сверхпроводящего типа и сепарабельные изоскалярные и изовекторные мультипольные и спин-мультипольные силы. Мультипольные силы используются для получения однофононных состояний с моментами и четностями $\lambda^{\pi} = 1^-, 2^+, 3^-, \ldots$, спин-мультипольные силы - для получения однофононных состояний с $L^{\pi} = 1^+, 2^-, 3^+, \ldots$. Рассчитывая энергии и структуру фононов, мы предполагаем, что каждый тип фононов генерируется только одним типом сил, а именно тем, который соответствует произведению операторов соответствующего электромагнитного перехода.

Записанная в терминах операторов рождения и уничтожения квазичастиц ($\alpha^{+}_{jm}, \alpha_{jm}$) и фононов ($Q^{+}_{\lambda\mu i}, Q_{\lambda\mu i}$) часть гамильтониана квазичастично-фононной модели, соответствующая невзаимодействующим квазичастицам и фононам, имеет вид

$$H_0 = \sum_{jm} \epsilon_j \alpha^+_{jm} \alpha_{jm} - \frac{1}{8} \sum_{\lambda i i' \tau} \frac{X_\tau^{\lambda i} + X_\tau^{\lambda i'}}{[\mathcal{Y}_\tau(\lambda i)\, \mathcal{Y}_\tau(\lambda i')]^{1/2}} \times \qquad /2.1/$$

$$\times\, (Q^+_{\lambda\mu i}(-)^{\lambda-\mu} + Q_{\lambda-\mu i})(Q^+_{\lambda-\mu i'}(-)^{\lambda-\mu} + Q_{\lambda\mu i'}),$$

τ - изотопический индекс, принимающий два значения n,p,

$$X^{\lambda i}_{n(p)} = \sum_{j_1 j_2}^{n(p)} \frac{\{ f^{\lambda}_{j_1 j_2} u^{(+)}_{j_1 j_2} \}^2 \mathcal{E}_{j_1 j_2}}{\mathcal{E}^2_{j_1 j_2} - \omega^2_{\lambda i}}, \qquad /2.2/$$

$$\mathcal{Y}_{n(p)}(\lambda i) = Y_{n(p)}(\lambda i) + Y_{p(n)}(\lambda i) \left\{ \frac{\frac{\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}}{2\lambda+1} X^{\lambda i}_{n(p)}}{1 - \frac{\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}}{2\lambda+1} X^{\lambda i}_{p(n)}} \right\}^2, \qquad /2.3/$$

$$Y_{n(p)}(\lambda i) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \omega} X^{\lambda i}_{n(p)} \Big|_{\omega = \omega_{\lambda i}}.$$

В вышеприведенных формулах использованы следующие обозначения: квантовые числа одночастичного состояния $n\ell j$ обозначим через j, для краткости опуская $n\ell$, $f^{\lambda}_{j_1 j_2}$ - одночастичный приведенный матричный элемент мультипольного оператора $r^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi)$; $u^{(\pm)}_{j_1 j_2} = u_{j_1} v_{j_2} \pm u_{j_2} v_{j_1}$, где u_j, v_j - коэффициенты преобразования Боголюбова от операторов частиц к операторам квазичастиц; $\mathcal{E}_j$, $\mathcal{E}_{j_1 j_2}$ - энергии одно- и двухквазичастичного состояний; $\omega_{\lambda i}$ - энергия однофононного состояния $Q^+_{\lambda\mu i} \Psi_0$, которая является решением следующего уравнения приближения случайной фазы:

$$\frac{\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}}{2\lambda+1} (X^{\lambda i}_n + X^{\lambda i}_p) - 4 \frac{\kappa_0^{(\lambda)} \kappa_1^{(\lambda)}}{(2\lambda+1)^2} X^{\lambda i}_n X^{\lambda i}_p = 1. \qquad /2.4/$$

Здесь $\kappa_0^{(\lambda)}$ и $\kappa_1^{(\lambda)}$ - изоскалярные и изовекторные константы, соответственно. Оператор рождения фонона имеет вид

$$Q^+_{\lambda\mu i} = \frac{1}{2} \sum_{jj'} \{ \psi^{\lambda i}_{jj'} [\alpha^+_{jm} \alpha^+_{j'm'}]_{\lambda\mu} + (-)^{\lambda-\mu} \phi^{\lambda i}_{jj'} [\alpha_{j'm'} \alpha_{jm}]_{\lambda-\mu} \}.$$

Член модельного гамильтониана ядра, описывающий взаимодействие квазичастиц с фононами, после преобразований с учетом уравнения /2.4/ /см. ссылку [14] /, имеет вид:

$$H_{qph} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{\lambda\mu i} ((-)^{\lambda-\mu} Q^{+}_{\lambda\mu i} + Q_{\lambda-\mu i}) \sum_{j_1 j_2 \tau} \frac{f^{\lambda}_{j_1 j_2} v^{(-)}_{j_1 j_2}}{\sqrt{\mathcal{Y}_\tau(\lambda i)}} \times \qquad /2.5/$$

$$\times \sum_{m_1 m_2} (-)^{j_2+m_2} (j_1 m_1 j_2 m_2 / \lambda-\mu) \alpha^{+}_{j_1 m_1} \alpha_{j_2 -m} + \mathrm{h.c.},$$

где

$$v^{(\pm)}_{j_1 j_2} = u_{j_1} u_{j_2} \pm v_{j_1} v_{j_2} \quad .$$

Формулы /2.2/-/2.5/ написаны для случаев, когда индексы $(\lambda\mu i)$ относятся к мультипольному фонону. Для того, чтобы получить члены гамильтониана, связанные с вкладом спин-мультипольных фононов, следует произвести следующие замены в формулах /2.2/-/2.5/: а/ матричный элемент $f^{\lambda}_{j_1 j_2}$ заменить на $f^{\lambda L}_{j_1 j_2}$ - одночастичный приведенный матричный элемент спин-мультипольного оператора $r^{\lambda}[\sigma_1 Y_{\lambda\mu}(\theta,\phi)]_{LM}$; б/ $\kappa_0^{(\lambda)}$, $\kappa_1^{(\lambda)}$ заменить на $\kappa_0^{(\lambda L)}$ и $\kappa_1^{(\lambda L)}$; в/ величины $u^{(+)}_{j_1 j_2}$ и $v^{(-)}_{j_1 j_2}$ заменить соответственно на $u^{(-)}_{j_1 j_2}$ и $u^{(+)}_{j_1 j_2}$.

Волновую функцию возбужденного состояния четно-четного сферического ядра возьмем в виде

$$\Psi_\nu(JM) = \{ \sum_i R_i(J\nu) Q^{+}_{JMi} + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} P^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(J\nu) [Q^{+}_{\lambda_1 \mu_1 i_1} Q^{+}_{\lambda_2 \mu_2 i_2}]_{JM} \} \Psi_0 , \qquad /2.6/$$

где Ψ_0 - волновая функция основного состояния. Волновая функция /2.6/ нормирована на единицу:

$$(\Psi^{*}_\nu(JM)\, \Psi_\nu(JM)) = \sum_i (R_i(J\nu))^2 + 2 \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} (P^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(J\nu))^2 = 1 . \qquad /2.7/$$

Воспользуемся вариационным принципом и найдем следующее секулярное уравнение для энергий η_ν состояний, описываемых /2.6/,

$$\mathcal{F}(\eta_\nu) = \det \left| (\omega_{Ji} - \eta_\nu)\delta_{ii'} - \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} \frac{U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(Ji)\, U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(Ji')}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta_\nu} \right| = 0, \qquad /2.8/$$

где

$$U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(Ji) = (\Psi^{*}_0 Q_{JMi} H_{qph} [Q^{+}_{\lambda_2 \mu_2 i_2} Q^{+}_{\lambda_1 \mu_1 i_1}]_{JM} \Psi_0). \qquad /2.9/$$

Явный вид $U^{\lambda_1 i_1}_{\lambda_2 i_2}(Ji)$ дан в [11]. Функция $R_i^2(J\nu)$ определяет вклад однофононного состояния i в нормировку волновой функции /2.6/, она имеет вид

$$R_i^2(J\nu) = -\left(\frac{\partial}{\partial\eta}\frac{\mathcal{F}(\eta)}{M_{ii}}\right)^{-1}\Big|_{\eta=\eta_\nu}. \qquad /2.10/$$

В результате вычислений с учетом уравнения /2.7/ имеем

$$R_i^2(J\nu) = \frac{M_{ii}^2}{\sum_{i'}(M_{ii'})^2 + \frac{1}{2}\sum_{\substack{\lambda_1 i_1\\ \lambda_2 i_2}} \frac{(\sum_{i'} M_{ii'} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji'))^2}{(\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}-\eta_\nu)^2}}, \qquad /2.10'/$$

где $M_{ii'}$ – алгебраическое дополнение определителя /2.8/, далее

$$P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(J\nu) = -\frac{1}{2}\sum_{i'} \frac{U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1}(Ji')}{\omega_{\lambda_1 i_1}+\omega_{\lambda_2 i_2}-\eta_\nu} R_{i'}(J\nu). \qquad /2.11/$$

В RPA-приближении величина двухквазичастичной компоненты $j_1 j_2$ в состоянии $Q_{\lambda\mu i}^{+}\Psi_0$ со спином $J=\lambda$, где λ – мультипольность соответствующего фонона определяется формулой

$$\frac{1}{2}\,|\psi_{j_1 j_2}^{Ji}|^2, \qquad /2.12/$$

где

$$\psi_{j_1 j_2}^{Ji} = \frac{1}{\sqrt{2\mathcal{Y}_\tau(\lambda i)}} \frac{f_{j_1 j_2}^{\lambda} u_{j_1 j_2}^{(+)}}{\mathcal{E}_{j_1 j_2} - \omega_{Ji}}.$$

При учете взаимодействия квазичастиц с фононами однофононные состояния фрагментированы. Величина двухквазичастичной компоненты $j_1 j_2$ со спином J состояния ν, описываемого волновой функцией /2.6/, равна

$$\Phi_{j_1 j_2}(J;\eta_\nu) = \frac{1}{2}\,\Big|\sum_i R_i(J\nu)\,\psi_{j_1 j_2}^{Ji}\Big|^2. \qquad /2.13/$$

Найдем выражения для спектроскопических факторов реакций однонуклонных передач на нечетных A ядрах-мишенях. Волновую функцию нечетного A ядра-мишени возьмем в виде

$$\Psi_{\nu_0}(j_0 m_0) = C_{j_0\nu_0}\,\alpha_{j_0 m_0}^{+}\Psi_0, \qquad /2.14/$$

опустив члены квазичастица плюс один и два фонона. Волновую функцию конечного состояния со спином J_f возьмем в виде /2.6/.

Спектроскопические факторы передачи нуклона на подоболочку j имеют следующий вид:

для реакции типа (dp)

$$S_{jj_0}(J_f;\eta_\nu) = C^2_{j_0\nu_0} u_j^2 \Phi_{jj_0}(J_f;\eta_\nu), \qquad /2.15/$$

для реакции типа (dt)

$$S_{jj_0}(J_f;\eta_\nu) = C^2_{j_0\nu_0} v_j^2 \Phi_{jj_0}(J_f;\eta_\nu). \qquad /2.16/$$

Если просуммировать по всем спинам конечных состояний J_f, которые образуют одночастичные состояния j_1 и j_2, то имеем

$$S_{jj_0}(\eta_\nu) = \sum_{J_f} S_{jj_0}(J_f;\eta_\nu). \qquad /2.17/$$

Часто используются выражения

$$S'_{jj_0}(J_f;\eta_\nu) = \frac{2J_f+1}{2j_0+1} S_{jj_0}(J_f;\eta_\nu), \qquad /2.18/$$

$$S'_{jj_0}(\eta_\nu) = \sum_{J_f} \frac{2J_f+1}{2j_0+1} S_{jj_0}(J_f;\eta_\nu). \qquad /2.18'/$$

Следует отметить, что вычисление факторов $\Phi_{j_1j_2}(J;\eta_\nu)$ и $S_{jj_0}(J_f;\eta_\nu)$ для каждого состояния ν нерационально при большой плотности уровней. При промежуточных энергиях возбуждения плотность уровней велика, а точность вычисления этих факторов для каждого состояния мала. Поэтому следует вычислять средние значения этих факторов в энергетических интервалах, которые много больше среднего расстояния между решениями η_ν секулярного уравнения /2.8/, т.е. нужно вычислить соответствующие силовые функции, значения которых более стабильны по отношению к изменениям параметров модели по сравнению со значениями факторов $\Phi_{j_1j_2}(J;\eta_\nu)$ и $S_{jj_0}(J_f;\eta_\nu)$.

Следуя /6/, введем силовую функцию

$$\Phi_{j_1j_2}(J;\eta) = \sum_\nu \Phi_{j_1j_2}(J;\eta_\nu)\rho(\eta-\eta_\nu), \qquad /2.19/$$

где

$$\rho(\eta-\eta_\nu) = \frac{1}{2\pi}\frac{\Delta}{(\eta-\eta_\nu)^2+\Delta^2/4}.$$

Энергетический интервал Δ определяет способ представления результатов расчетов. Далее примем во внимание /2.10/, воспользуемся теорией вычетов, как в[6], и в результате получим

$$\Phi_{j_1j_2}(J;\eta)=\frac{1}{\pi}\,\mathrm{Im}\,\frac{\sum_{ii'} M_{ii'}(\eta+i\Delta/2)\psi^{Ji}_{j_1j_2}\psi^{Ji'}_{j_1j_2}}{\mathcal{F}(\eta+i\Delta/2)}. \qquad /2.20/$$

Силовые функции для спектроскопических факторов /2.15/ и /2.16/ имеют следующий вид:

для реакции типа (dp)

$$S_{jj_0}(J_f;\eta)=C^2_{j_0\nu_0}u^2_j\Phi_{jj_0}(J_f;\eta), \qquad /2.21/$$

для реакции типа (dt)

$$S_{jj_0}(J_f;\eta)=C^2_{j_0\nu_0}v^2_j\Phi_{jj_0}(J_f;\eta). \qquad /2.22/$$

В дальнейшем будем пользоваться силовыми функциями

$$S'_{jj_0}(\eta)=\sum_{J_f} S'_{jj_0}(J_f;\eta), \qquad /2.23/$$

$$S'_{jj_0}(J_f;\eta)=\frac{2J_f+1}{2j_0+1}S_{jj_0}(J_f;\eta). \qquad /2.24/$$

3. ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ НА ФРАГМЕНТАЦИЮ ДВУХКВАЗИЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ

При проведении численных расчетов мы используем те же параметры квазичастично-фононной модели ядра и константы остаточных взаимодействий, что и в[5,11-13]. В этих работах показано, что при вычислении фрагментации одноквазичастичных и однофононных состояний следует использовать большое фононное пространство. В данных расчетах взято такое же большое фононное пространство, как и в[5]. Параметр Δ в расчетах для ^{92}Zr брался очень малым / $\Delta=0{,}1$ МэВ/ и результаты расчетов представлены для отдельных состояний. При расчетах с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами в изотопах Sn мы полагали $\Delta=0{,}2$ МэВ. Увеличение Δ до 0,5 МэВ не меняет положения центров тяжести пиков, но приводит к уширению пиков на 30%.

В рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитывается фрагментация однофононных и двухквазичастичных состояний. Фрагментация однофононных состояний обусловлена взаимодействием квазичастиц с фононами. В[15] рассчитана фрагментация первых двух квадрупольных и октупольных фононов по низколежащим уровням в ^{116}Cd, ^{120}Sn, ^{124}Te, ^{134}Xe и ^{142}Nd. В /11,12/ рассчитана фрагментация однофононных состояний и получены силовые функции для E1-, E2-, E3-, M1-и M2-переходов во многих сферических ядрах в областях промежуточных энергий возбуждения и гигантских резонансов.

В данной работе мы изучаем фрагментацию двухквазичастичных состояний типа "частица-дырка". Имеем в виду также двухквазичастичные состояния типа "валентная частица - дырка" и "частица - валентная частица", причем валентная квазичастица находится на одночастичном уровне, соответствующем основному состоянию нечетного ядра-мишени. Для описания фрагментации двухквазичастичных состояний типа "частица-частица" следует учитывать остаточные взаимодействия в канале частица-частица. Фрагментация двухквазичастичных состояний типа "частица-дырка" обусловлена, во-первых, взаимодействием между квазичастицами, в результате которого формируются однофононные состояния и, во-вторых, взаимодействием квазичастиц с фононами.

Изучим влияние каждого из этих двух факторов на фрагментацию двухквазичастичных состояний. На рис.1 приведена фрагментация двухквазичастичного состояния $\{2d_{3/2}, 2d_{5/2}\}$ в ^{92}Zr. с $J^{\pi}=1^+$, 2^+, 3^+ и 4^+. Соответствующие фононы имеют энергии в интервале 4÷4,5 МэВ и компонента $\{2d_{3/2}, 2d_{5/2}\}$ в них является превалирующей. Из рисунка видно, что взаимодействие квазичастиц с фононами существенно усиливает фрагментацию этого двухквазичастичного состояния и для состояний с $J^{\pi}=2^+$, 3^+ и 4^+ она велика.

Фрагментация двухквазичастичных состояний $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}\}$ с $J^{\pi}=3^+$, 4^+, 5^+ и 6^+ в ^{120}Sn приведена на рис.2. Эти двухквазичастичные состояния заметно фрагментированы уже на стадии образования фононов. Фрагментация двухквазичастичных состояний с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами представлена в виде силовой функции /2.20/. Суммарная сила состояний на рисунках а/ и б/ одна и та же. Из рисунка видно, что взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к дальнейшей и более сильной фрагментации двухквазичастичных состояний. Основная часть силы состояний $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}\}$ сконцентрирована в области 7÷9 МэВ.

На основании расчетов можно сделать вывод, что фрагментация двухквазичастичных состояний определяется взаимодействием, формирующим фононы, и взаимодействием квазичастиц с фононами. При изучении фрагментации двухквазичастичных состояний типа "частица-дырка" необходимо учитывать взаимодействие квазичастиц с фононами.

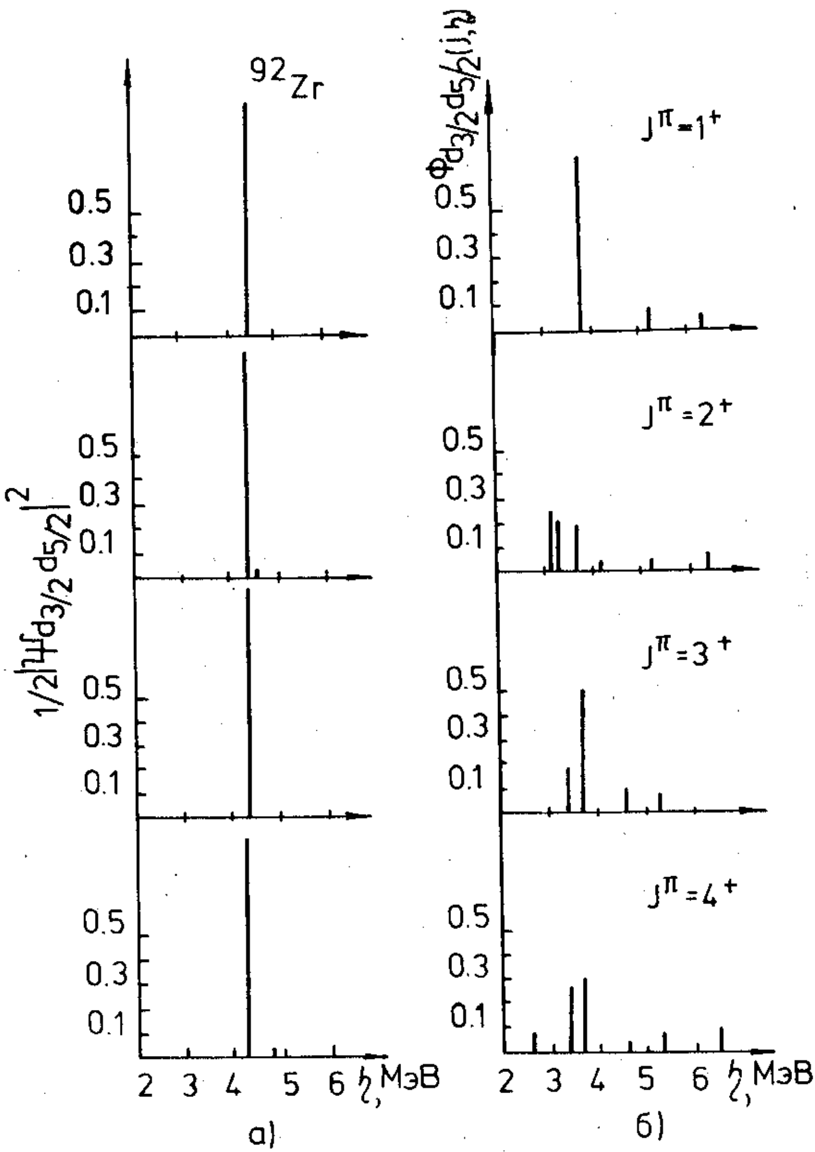

Рис.1. Фрагментация двухквазичастичного состояния $\{2d_{3/2}, 2d_{5/2}\}$ с $J^\pi = 1^+,\ 2^+,\ 3^+,\ 4^+$ в ^{92}Zr. а/ RPA расчеты, б/ расчеты с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами.

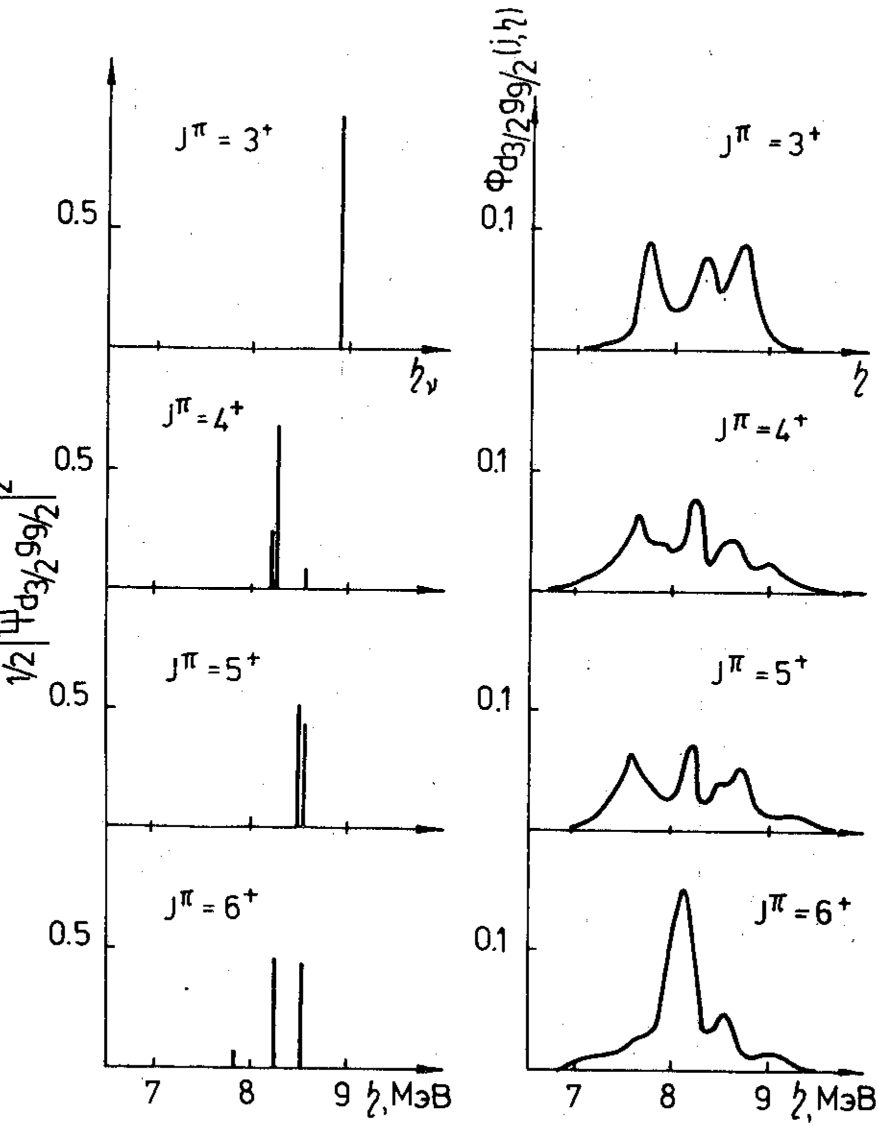

Рис.2. Фрагментация двухквазичастичного состояния $\{2d_{3/2}, 1g_{9/2}\}$ с $J^{\pi}=3^{+}$, 4^{+}, 5^{+}, 6^{+} в ^{120}Sn. а/ RPA расчеты, б/ силовые функции /2.20/, рассчитанные с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sakai M., Kubo K.I. Nucl.Phys., 1972, A185, p.217; Siemsson R.H. In: Selected Topics in Nuclear Structure, JINR, D-9920, Dubna, 1976, vol.2, p.106.
2. Berrier-Ronsin G. et al. Nucl.Phys., 1977, A282, p.189.
3. Gerlic E. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p.124.
4. Вдовин А.И., Стоянов Ч., Чан Зуй Кхыонг. Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с.999.
5. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1980, A342, p.261.
6. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, 9, с.580; Soloviev V.G. Nucleonica, 1978, 23, p.1149; Soloviev V.G. In: Proc.Int. School on Nucl.Struct., JINR, D4-80-385, Dubna,1980, p.57.
7. Crawley G.M. In: Proc. 1980 RCNP Int.Symp. on Highly Excited States in Nucl.React., Osaka, 1980, p.590.
8. Gales S. Preprint of Institut de Physique Nucleaire, IPN-PhN-80-23, Orsay, 1980.
9. Ipson S.S. et al. Nucl.Phys., 1975, A253, p.190.
10. Gloeckner D.H. Nucl.Phys., 1975, A253, p.301.
11. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1977, A288, p.376; Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1978, A304, p.503.
12. Soloviev V.G., Vdovin A.I. In: Proc. IPS Topical Conf. on Large Amplitude Collective Nuclear Motions, Keszthaly-Hungary, 1979, p.131; Ponomarev V.Yu. et al. Nucl.Phys., 1979, A233, p.446; Phys.Lett., 1980, 97B, p.4.
13. Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянова О. ЯФ, 1980, 31, с.327.
14. Soloviev V.G. Theory of Complex Nuclei. Pergamon, Oxford, 1976.
15. Вдовин А.И., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. ЯФ, 1974, 20, с.113.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 апреля 1981 года.