

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-85-720

ДАО ТИЕН КХОА, И.Н.КУХТИНА, В.Ю.ПОНОМАРЕВ

К ОПИСАНИЮ ВОЗБУЖДЕНИЯ НИЗКОЛЕЖАЩИХ  
ОДНО- И ДВУХФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ  
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ  
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ  
ПРОТОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1985

## 1. Введение

Неупругое рассеяние протонов является важным источником информации о структуре возбуждений различной природы в ядрах<sup>/1/</sup>. Особенно для электрических возбуждений, которые рассматриваются в нашей работе и для которых величины приведенной вероятности перехода  $B(E\lambda)$  сильно коррелируют с величиной сечения  $(\sigma, \sigma')$ -реакции<sup>/2/</sup>. В последние годы были получены данные по рассеянию протонов низких энергий (до нескольких десятков МэВ) на ряде сферических ядер с высоким экспериментальным разрешением (см., например, <sup>/3,4/</sup>), где угловые распределения измерены в широком диапазоне для многих низколежащих уровней возбуждения ядер-мишеней. Анализ данных в рамках простых феноменологических моделей с большим числом параметров показывает, что многие возбужденные состояния имеют сложную структуру типа двухфононной или смеси одно- и двухфононных конфигураций<sup>/5/</sup>. Поэтому микроскопическое изучение структуры таких состояний и описание соответствующих неупругих сечений реакций являются очень актуальными в настоящее время.

Микроскопический подход к описанию таких процессов обычно основывается на построении оптического потенциала и формфакторов неупругих переходов при рассеянии протонов с использованием эффективных нуклон-нуклонных сил и переходных ядерных плотностей, рассчитанных в рамках соответствующей микроскопической модели<sup>/2/</sup>. Несмотря на то, что в настоящее время интенсивно ведутся различные микроскопические исследования взаимодействия нуклонов с ядрами (см., например, <sup>/6/</sup>), объектом таких исследований в основном является описание упругого или неупругого рассеяния при промежуточных и высоких энергиях ( $E_p > 100$  МэВ). При этих энергиях связь каналов слабо проявляется, и поэтому возбуждение состояний сложной структуры становится маловероятным. Информация о ядерных возбуждениях в этих исследованиях обычно получается из расчетов в приближении случайных фаз (ПСФ). Для описания низколежащих возбуждений в ядрах успешно применяется целый ряд микроскопических моделей. Одна из них - квазичастично-фононная модель (КМ)<sup>/7-9/</sup>, которая в последние годы используется и для описания низколежащих состояний<sup>/10,11/</sup>, и для описания гигантских резонансов<sup>/8,9,20,39/</sup>. В настоящей работе ядерные волновые функции КМ используются для микроскопического анализа рассеяния протонов низких энергий на сфери-



ческих ядрах с возбуждением одно- и двухфононных состояний. Выполнены расчеты сечений упругого и неупругого рассеяния протонов разных энергий на  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Проведены исследования структуры некоторых низколежащих электрических возбуждений в ядре  $^{58}\text{Ni}$  при неупругом рассеянии протонов. Обсуждены эффекты проявления сложной структуры этих состояний в сечениях реакции. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными.

## 2. Основные положения

Для изучения рассеяния протонов на ядрах исходя из эффективно-го нуклон-нуклонного ( $N-N$ )-взаимодействия  $U_{NN}(\vec{r}_{12})$  и ядерных переходных плотностей  $\rho(\vec{r})$ , рассчитанных в рамках микроскопической модели, как правило, применяют фолдинг-модель<sup>/2/</sup>, в которой потенциал протон-ядерного взаимодействия получается при усреднении соответствующего ( $N-N$ )-взаимодействия по нуклонному распределению в ядре-мишени:

$$U_F(\vec{R}) = \int \rho(\vec{r}) U_{NN}(\vec{R}-\vec{r}) d\vec{r}. \quad (1)$$

Обсудим сначала схему построения ядерных переходных плотностей в рамках КМ. Общий вид модельного гамильтониана следующий<sup>/7-9/</sup>:

$$H = H_{s.p.} + H_{pair} + H_M + H_{SM}, \quad (2)$$

где  $H_{s.p.}$  описывает независимое движение протонов и нейтронов в их средних полях.  $H_{pair}$  - монопольные силы спаривания, действующие только между нейтронами и между протонами.  $H_M$  и  $H_{SM}$  - сепарабельные мультипольные и спин-мультипольные силы, генерирующие ядерные возбуждения.

Для расчетов характеристик различных ядерных возбуждений гамильтониан КМ преобразуется к представлению квазичастиц и фононов<sup>/7-9/</sup>, где оператор фонона имеет вид

$$Q_{\lambda\mu}^+ = \frac{1}{2} \sum_{j,j'} \left\{ \psi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_{jm}^+ \alpha_{j'm'}^+]_{\lambda\mu} - (-)^{\lambda-\mu} \varphi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_{j'm'} \alpha_{jm}]_{\lambda-\mu} \right\}. \quad (3)$$

Здесь  $\alpha_{jm}^+$  и  $\alpha_{jm}$  - операторы рождения и уничтожения квазичастиц. Волновая функция однофононного состояния записывается как

$$Q_{\lambda\mu}^+ \Psi_0, \quad (4)$$

где  $\Psi_0 = |0\rangle$  - волновая функция основного состояния четно-четного ядра, которая предполагается фононным вакуумом. Энергия  $\omega_{\lambda i}$  однофо-

нонного состояния (4) и амплитуды  $\psi_{jj'}^{\lambda i}$  и  $\varphi_{jj'}^{\lambda i}$  рассчитываются путем решения секулярного уравнения в ПСФ<sup>/8/</sup>. Приближение, когда фононные возбуждения полагаются невзаимодействующими, часто оказывается слишком грубым, тогда волновую функцию возбужденных состояний четно-четного ядра записывают в более сложном виде<sup>/9/</sup>:

$$\Psi_y(JM) = \left\{ \sum_i R_i(Jy) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}^{\lambda i}(Jy) [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} \right\} |0\rangle. \quad (5)$$

Отметим, что в общем случае можно добавить к (5) трехфононные и более сложные члены. Волновая функция (5) нормирована следующим образом:

$$\sum_i [R_i(Jy)]^2 + 2 \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} [P_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}^{\lambda i}(Jy)]^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} \mathcal{K}^J(\lambda_2 i_2, \lambda_1 i_1 | \lambda i, \lambda_2 i_2) \right\} = 1. \quad (6)$$

Функция  $\mathcal{K}^J(\lambda_2 i_2, \lambda_1 i_1 | \lambda i, \lambda_2 i_2)$  появляется из-за учета принципа Паули<sup>/9/</sup>. Основные уравнения КМ для четно-четного ядра с учетом принципа Паули были получены в<sup>/12/</sup>. Все расчеты в настоящей работе были выполнены в квазибозонном приближении, без учета принципа Паули (для коллективных возбуждений в четно-четных сферических ядрах, результаты исследований<sup>/10/</sup> показали, что учет принципа Паули несущественно сказывается на результатах). В этом случае система основных уравнений<sup>/9,12/</sup> имеет вид

$$(\omega_{J_i} - 2J_y) R_i(Jy) + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} U_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}^{\lambda i}(J_i) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda i}(Jy) = 0, \quad (7)$$

$$2(\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - 2J_y) P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda i}(Jy) + \sum_{i'} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda i}(J_i') R_{i'}(Jy) = 0,$$

где  $U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda i}(J_i)$  есть матричные элементы взаимодействия одно- и двухфононных состояний. Из условия существования нетривиального решения системы уравнений (7) получим секулярное уравнение для определения энергии  $2J_y$  состояния (5):

$$\mathcal{F}(2J_y) = \det \left| (\omega_{J_i} - 2J_y) \delta_{i i'} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} \frac{U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda i}(J_i) U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda i}(J_i')}{\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - 2J_y} \right| = 0. \quad (8)$$

Таким образом, подставив решения уравнения (8) в систему уравнений (7), можно получить значения для структурных коэффициентов волновой функции (5)  $R$  и  $P$  при одно- и двухфононной части соответственно.

Далее определим переходную плотность ядра  $\rho(\vec{r}^*) = \langle f | \sum_k \delta(\vec{r}^* - \vec{r}_k) | i \rangle$  в виде мультипольного разложения:

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{\lambda\mu} C_{\lambda} \langle J_i M_i \lambda \mu | J_f M_f \rangle \rho_{\lambda}(r) (-i)^{\lambda} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \quad (9)$$

Имеем

$$C_{\lambda} \rho_{\lambda}(r) = \langle J_f || \sum_k r_k^{-2} \delta(r-r_k) i^{\lambda} Y_{\lambda}(\theta_k, \varphi_k) || J_i \rangle ; \quad (10)$$

нормировочный коэффициент  $C_{\lambda}$  равен<sup>/2/</sup>

$$C_0 = \sqrt{4\pi}, C_{\lambda} = 1 \quad (\text{при } \lambda \neq 0).$$

Для плотности основного состояния ядра ( $J_f = J_i = \lambda = 0$ ) после некоторых преобразований получим

$$\rho_0(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_j (2j+1) |R_j(r)|^2 v_j^2, \quad (11)$$

где  $R_j(r)$  — радиальная часть волновой функции одночастичного состояния  $j \equiv (n, l, j)$ ;  $v_j$  — коэффициент преобразования Боголюбова, который возникает при учете спаривания<sup>/7,9/</sup>.

При  $\lambda \neq 0$  можно преобразовать одночастичный оператор в (10) к представлению квазичастиц и фононов. В результате имеем

$$\sum_k r_k^{-2} \delta(r-r_k) i^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\theta_k, \varphi_k) \rightarrow \sum_{j_1 j_2} \langle j_1 || T_{\lambda} || j_2 \rangle \times$$

$$\left[ \frac{1}{2} U_{j_1 j_2}^{(+)} \sum_i (\psi_{j_1 j_2}^{i\lambda} + \varphi_{j_1 j_2}^{i\lambda}) [Q_{\lambda\mu}^{+i} + (-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda-\mu}^{-i}] + v_{j_1 j_2}^{(-)} B(j_1 j_2; \lambda\mu) \right], \quad (12)$$

$$\text{где } B(j_1 j_2; \lambda\mu) = \sum_{m_1 m_2} (-)^{j_2+m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda\mu \rangle \alpha_{j_1 m_1}^{+} \alpha_{j_2 m_2}^{-};$$

$$\langle j_1 || T_{\lambda} || j_2 \rangle = -(-)^{j_2+\lambda+\frac{1}{2}} i^{l_2+\lambda-l_1} \frac{j_1 j_2}{4\sqrt{\pi}} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & \lambda \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \times$$

$$\times R_{j_1}^*(r) R_{j_2}(r) [1 + (-)^{l_2-l_1+\lambda}];$$

$U_{j_1 j_2}^{(+)}$  и  $v_{j_1 j_2}^{(-)}$  — комбинации коэффициентов преобразования Боголюбова  $U_j, v_j$ <sup>/7-9/</sup>. Подставив (12) в (10), можно получить выражение ядерной переходной плотности для а) перехода из основного состояния в однофононное возбужденное состояние (4):

$$\rho_{\lambda}(r) = \sum_{j_1 j_2} \langle j_1 || T_{\lambda} || j_2 \rangle \frac{1}{2} U_{j_1 j_2}^{(+)} (\psi_{j_1 j_2}^{i\lambda} + \varphi_{j_1 j_2}^{i\lambda}); \quad (13)$$

б) перехода из основного состояния в состояние (5) — смесь одно- и двухфононных конфигураций:

$$\rho_{\lambda}(r) = \sum_{j_1 j_2} \langle j_1 || T_{\lambda} || j_2 \rangle \left[ \frac{1}{2} U_{j_1 j_2}^{(+)} \sum_i R_i(j_2) (\psi_{j_1 j_2}^{i\lambda} + \varphi_{j_1 j_2}^{i\lambda}) - \sum_{\lambda_1 \lambda_2 j} P_{\lambda_2 j}^{\lambda_1 i}(j_2) v_{j_1 j_2}^{(-)} \hat{\lambda}_1 \hat{\lambda}_2 \begin{Bmatrix} \lambda_1 & \lambda_2 & \lambda \\ j_1 & j_2 & j \end{Bmatrix} (\psi_{j_1 j_2}^{\lambda_1 i} \varphi_{j_1 j_2}^{\lambda_2 i} + \varphi_{j_1 j_2}^{\lambda_1 i} \psi_{j_1 j_2}^{\lambda_2 i}) \right]; \quad (14)$$

в) перехода из однофононного состояния (4) в состояние (5):

$$\rho_{\lambda}(r) = \sum_{j_1 j_2} \langle j_1 || T_{\lambda} || j_2 \rangle \left[ U_{j_1 j_2}^{(+)} \sum_i P_{\lambda_1 i}^{\lambda_2 i}(j_2) (\psi_{j_1 j_2}^{\lambda_1 i} + \varphi_{j_1 j_2}^{\lambda_1 i}) - \sum_{j'} v_{j_1 j_2}^{(-)} R_{j'}(j_2) \hat{\lambda}_1 \hat{\lambda}' \begin{Bmatrix} j & \lambda & \lambda_1 \\ j_1 & j_2 & j' \end{Bmatrix} (\psi_{j_1 j_2}^{j' i} \varphi_{j_1 j_2}^{\lambda_1 i} + \varphi_{j_1 j_2}^{j' i} \psi_{j_1 j_2}^{\lambda_1 i}) \right]. \quad (15)$$

С помощью микроскопически рассчитываемых ядерных переходных плотностей (11), (13)–(15) и выбранного (N-N)-взаимодействия  $U(\vec{r})$  можно построить оптический потенциал и формфактор неупругих переходов при рассеянии протонов. С учетом мультипольного разложения (9) для перехода ядра на возбужденное состояние с моментом  $\lambda$  имеем следующее выражение для фолдинг-потенциала (1):

$$U_F(\vec{R}) = C_{\lambda} U_{\lambda}(R) Y_{\lambda\mu}^*(\theta_R, \varphi_R), \quad (16)$$

$$\text{где } U_{\lambda}(R) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{\infty} dk k^2 j_{\lambda}(kR) \tilde{v}(k) \tilde{p}_{\lambda}(k). \quad (17)$$

$$\text{Здесь } \tilde{v}(k) = 4\pi \int dr r^2 j_0(kr) v(r) \quad \text{и}$$

$$\tilde{p}_{\lambda}(k) = 4\pi \int dr r^2 j_{\lambda}(kr) \rho_{\lambda}(r). \quad (18)$$

Дальше  $U_{\lambda}(R)$  включается в расчет угловых распределений ( $p, p'$ ) как реальный формфактор соответствующего неупругого перехода (упругое рассеяние соответствует  $\lambda = 0$  в этих формулах). В настоящей работе мы выбрали так называемое МЗУ эффективное (N-N)-взаимодействие, извлекаемое из предположения о том, что элементы  $G$ -матрицы рассеяния нуклона на связанном нуклоне в ядре очень близки к матричным элементам (N-N)-взаимодействия между связанными нуклонами<sup>/13/</sup>. Причем последние рассчитываются на осцилляторном базисе. В таком приближении МЗУ-взаимодействие аппроксимируется в виде суммы нескольких квадратичных членов, например, для центральных компонент ( $p, p$ )- и ( $p, n$ )-взаимодействий имеем

$$V_{pp}(r) = V_o(r) + V_c(r) = 3113,5 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 958,75 \frac{\exp(-2,5r)}{2,5r}, \quad (19)$$

$$V_{pn}(r) = V_o(r) - V_c(r) = 12884,5 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 3309,75 \frac{\exp(-2,5r)}{2,5r}. \quad (20)$$

Очень часто применяется в расчетах изотопически независимое (N-N)-взаимодействие вида (см., например, /15,16/)

$$V_o(r) = \frac{1}{2} [V_{pp}(r) + V_{pn}(r)] = 7799 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2134,25 \frac{\exp(-2,5r)}{2,5r}. \quad (21)$$

Для расчетов с МЗУ взаимодействием /15,16/ обменный член, ответственный за антисимметризацию между налетающим нуклоном и нуклонами в ядре-мишени, обычно берется в виде псевдопотенциала нулевого радиуса /17/:

$$V_{NN}^{EX}(\vec{r}_{12}) = -276(1 - 0,005E) \delta(\vec{r}_{12}), \quad (22)$$

где E - энергия налетающего нуклона. В настоящей работе все расчеты сечений реакции проводятся с микроскопическими плотностями (II), (I3) - (I5), эффективным МЗУ-взаимодействием и обменным псевдопотенциалом (22). Отметим, что с этими (N-N)-силами и плотностями (II), (I3) в рамках КМ были успешно проведены расчеты по описанию сечений упругого и неупругого рассеяний тяжелых ионов с возбуждением однофоновых состояний типа (4) /18/.

### 3. Упругое рассеяние протонов

В отличие от некоторых микроскопических расчетов рассеяния протонов, где при описании упругого сечения предпочтение отдается обычной оптической модели /19/, в наших расчетах реальный оптический потенциал (ОП) получается путем свертки МЗУ взаимодействия (21), (22) с плотностью основного состояния (II) для ядра-мишени. Отметим, что при вычислении плотности (II) была использована стандартная параметризация /20/ одночастичных потенциалов  $H_{sp}$ , которая уже много лет применяется в расчетах КМ. В расчетах упругого сечения ( $p, p$ ) вводится только один параметр для реального ОП - коэффициент (N) перенормировки взаимодействия (21), (22), который подгоняется по лучшему согласию рассчитываемых сечений с экспериментальными данными. Значение N, близкое к единице, означает хорошую обоснованность данного подхода. Результаты наших расчетов, приведенные в табл. I, как раз

Т а б л и ц а I. Значения параметров оптического потенциала, построенного в рамках настоящей работы ( $\chi^2$  экспер. извлекаются из результатов расчетов по обычной оптической модели)

Ядро - мишень	$E_{\text{лаб.}}$ (МэВ)	N	$W_{UV}$ (МэВ)	$\Gamma_V$ (фм)	$\alpha_V$ (фм)	$W_D$ (МэВ)	$\Gamma_D$ (фм)	$\alpha_D$ (фм)	$\chi^2$	$\chi^2_{\text{экспер.}}$
58 Ni	16,6	1,026	4,252	1,194	0,482	3,991	1,450	0,720	4,44	1,48 /22/
	30,3	0,984	2,576	1,284	0,525	4,567	1,334	0,704	9,43	5 /23/
	40	0,930	4,164	1,222	0,450	3,433	1,395	0,736	6,57	7,07 /24/
	61,4	0,957	10,263	1,205	0,695	1,175	1,388	0,458	1,28	1,87 /25/
90 Zr	40	0,934	3,569	1,226	0,451	5,106	1,385	0,674	22,25	17,14 /24/
	61,4	0,956	4,962	1,385	0,631	3,379	1,450	0,562	5,98	1,8 /25/
208 Pb	30,3	1,015	3,933	1,231	0,450	6,283	1,431	0,749	3,02	1 /23/
	40	0,990	5,495	1,272	0,678	4,658	1,450	0,750	41,92	88,26 /24/
	61,4	1,045	7,220	1,433	0,452	7,302	1,261	0,494	3,7	1,53 /25/

подтверждают это. Мнимая часть ОП вводится в схему наших расчетов феноменологически из обычной оптической модели<sup>/19/</sup>:

$$\text{Im}U_{\text{оп}}(r) = -W_V f(x_V) + 4W_D \frac{df(x_D)}{dx_D}, \quad (23)$$

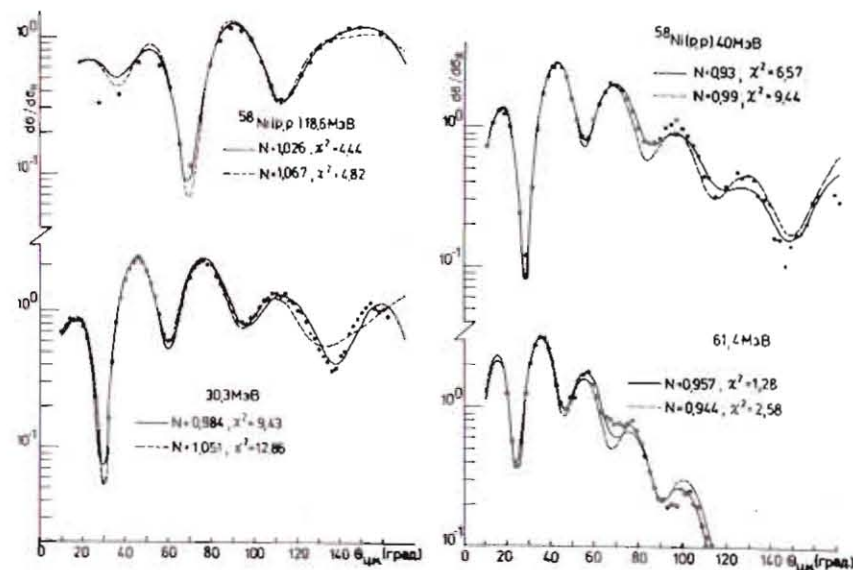
где  $f(x) = (e^x + 1)^{-1}$ ,  $x_i = (r - R_i)/a_i$ ,  $R_i = r_i A^{1/3}$ . Параметры  $r_i$ ,  $a_i$  и  $W_i$  определяются из условия минимизации функции

$$\chi^2 = \frac{1}{N_6} \sum_{i=1}^{N_6} \left[ \frac{\sigma_{\text{теор}}(\theta_i) - \sigma_{\text{эксп.}}(\theta_i)}{\Delta \sigma_{\text{эксп.}}(\theta_i)} \right]^2, \quad (24)$$

где  $\sigma_{\text{теор}}$  и  $\sigma_{\text{эксп.}}$  — теоретические и экспериментальные сечения,  $N_6$  — число измеренных экспериментальных сечений и  $\Delta \sigma_{\text{эксп.}}$  — экспериментальные неопределенности при измерении  $\sigma_{\text{эксп.}}$ . Кулоновский член ОП вводится обычным образом как кулоновское взаимодействие между протоном и заряженной сферой радиуса  $R_C = r_C A^{1/3}$  ( $r_C = 1,25$  фм в наших расчетах). Параметры для спин-орбитального члена берутся из известного глобального<sup>/19/</sup> анализа Бечети и Гринлиса. Все расчеты упругого сечения и подгонки параметров выполнены с помощью программы оптической модели с использованной в ней процедурой минимизации MINUIT<sup>/21/</sup>. Результаты наших расчетов для упругого рассеяния протонов на  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{208}\text{Pb}$  при разных энергиях показаны на рис. I и в табл. I. Как видно, в целом наш подход описывает упругое сечение примерно с такой же точностью, что и оптическая модель. На рис. I, наряду с результатами расчетов упругого сечения  $^{58}\text{Ni}(p,p)$  при разных энергиях, рассчитанными с МЗУ-взаимодействием (сплошные кривые), показаны результаты (штриховые кривые) расчетов с эффективным (N-N)-взаимодействием, включающим зависимость от энергии и плотности и более точный учет обменного потенциала по сравнению с (22)<sup>/26,27/</sup>. Как видно из рис. I, оба типа (N-N)-взаимодействия дают примерно одинаковые описания (p,p) сечений, хотя по значениям  $\chi^2$  расчеты с МЗУ-взаимодействием чуть лучше согласуются с экспериментальными данными. Таким образом, МЗУ-взаимодействие оказывается вполне подходящим для микроскопического анализа рассеяния протонов низких энергий с использованием ядерных плотностей, рассчитываемых в рамках КМ.

#### 4. Неупругое рассеяние протонов

Приступим теперь к основной цели нашей работы, к микроскопическому анализу неупругих сечений возбуждения различных низколежащих состояний в ядре с использованием ядерных переходных плотностей (II),



Р и с. I. Экспериментальные данные<sup>/22-25/</sup> и результаты расчетов (сплошные и штриховые кривые) настоящей работы для упругих сечений  $^{58}\text{Ni}(p,p)$  18,6; 30,3; 40 и 61,4 МэВ.

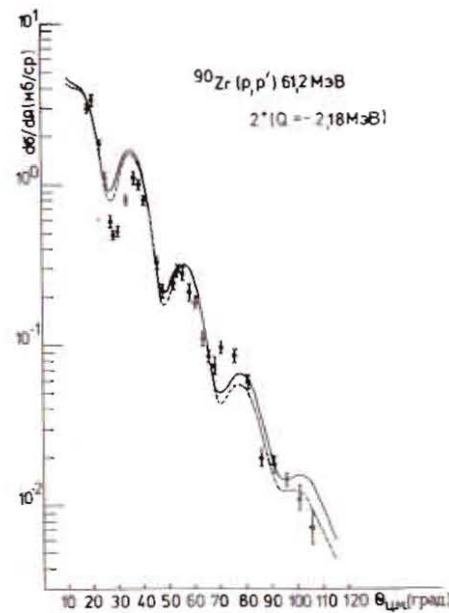
(I3)-(I5). Отметим, что для нахождения фоновых амплитуд  $\Psi$  и  $\Phi$  в (3) необходимо задавать изоскалярную  $\chi^{(s)}$  и изовекторную  $\chi^{(v)}$  константы мультипольного взаимодействия в  $N_M$  и (2)<sup>/8/</sup>. Для  $\lambda = 2,3$  константы подбираются так, чтобы в расчетах ПСФ воспроизводились экспериментальные значения приведенных вероятностей  $B(E2)$  и  $B(E3)$  для уровней  $2_1^+$  и  $3_1^-$  соответственно. Для  $\lambda > 3$  значения констант нужно выбирать на основе анализа экспериментальной ситуации в конкретном ядре в приближении, выходящем за рамки ПСФ<sup>/8/</sup>.

Неупругие формфакторы, рассчитываемые по формулам (I), (I6) (I7) с помощью переходных плотностей (I3)-(I5), вводятся как реальные переходные формфакторы в схему расчетов в приближении искаженных волн (ПИВ) по программе DWUCK<sup>/28/</sup> или в методе связанных каналов (МСК) по программе ECIS<sup>/29/</sup>. Мнимые переходные формфакторы определяются феноменологически из коллективной модели<sup>/14/</sup> путем деформации мнимой части ОП (23). Параметр деформации  $\beta_\lambda$  извлекается из экспериментальных значений  $B(E\lambda)$  по обычной формуле для кулоновского возбуждения<sup>/2/</sup>. В некоторых расчетах по МСК значения  $\beta_\lambda$  варьировались для

лучшего согласия рассчитываемых сечений с экспериментом. Поскольку в этой работе рассматриваются электрические возбуждения низких мультипольностей, для самосогласованности в наших микроскопических расчетах, кулоновский переходный формфактор рассчитывается микроскопически по тем же формулам (16), (17), только вместо ядерной переходной плотности и МЗУ-взаимодействия в этих формулах стоят зарядовая переходная плотность и кулоновское взаимодействие между двумя протонами. При вычислении ядерных плотностей (11)(13)-(15) расчеты однофононных энергий  $\omega$  и коэффициентов  $\Psi$  и  $\Phi$  выполнялись программой RPAS /30/, а расчеты коэффициентов R и P в волновой функции (5) - программой GIREC /31/.

Известно, что для анализа упругого и неупругого рассеяния с возбуждением состояний натуральной четности в четно-четных ядрах можно ограничиться центральным взаимодействием типа (21) /2, 16/. На рис. 2 приведены результаты двух вариантов расчета в ПИВ для сечения  $^{90}\text{Zr}(p, p')$  при 61,2 МэВ с возбуждением первого  $2^+$ -состояния в  $^{90}\text{Zr}$ . Сплошная кривая соответствует учету изотопической зависимости МЗУ-взаимодействия, когда формфактор  $U_{0^+ \rightarrow 2^+}$  рассчитывается с помощью эффективных (p, p)- и (p, n)-сил (19), (20) и протонной и нейтронной частей переходной плотности (13) соответственно. Штриховая линия - когда  $U_{0^+ \rightarrow 2^+}$  рассчитывается с изотопически независимым (N-N)-взаимодействием (21) и суммарной ядерной переходной плотностью (13). Видно из рис. 2, что эти два варианта расчета дают примерно одинаковое описание угловых распределений. Таким образом, для анализа электрических возбуждений в четно-четных ядрах при рассеянии протонов можно ограничиться изотопически независимыми (N-N)-силами (21). Отметим, что структура первого  $2^+$ -состояния в  $^{90}\text{Zr}$  была рассчитана в РСФ. Результаты расчетов дают энергию возбуждения  $\omega_{2^+} = 2,66$  МэВ и приведенную вероятность перехода  $B(E2\uparrow) = 708,92 e^2 \text{fm}^4$  (соответствующие экспериментальные данные для  $^{90}\text{Zr}$  есть:  $\omega_{2^+} = 2,19$  МэВ и  $B(E2\uparrow) = 600 \pm 720 e^2 \text{fm}^4$  /32/).

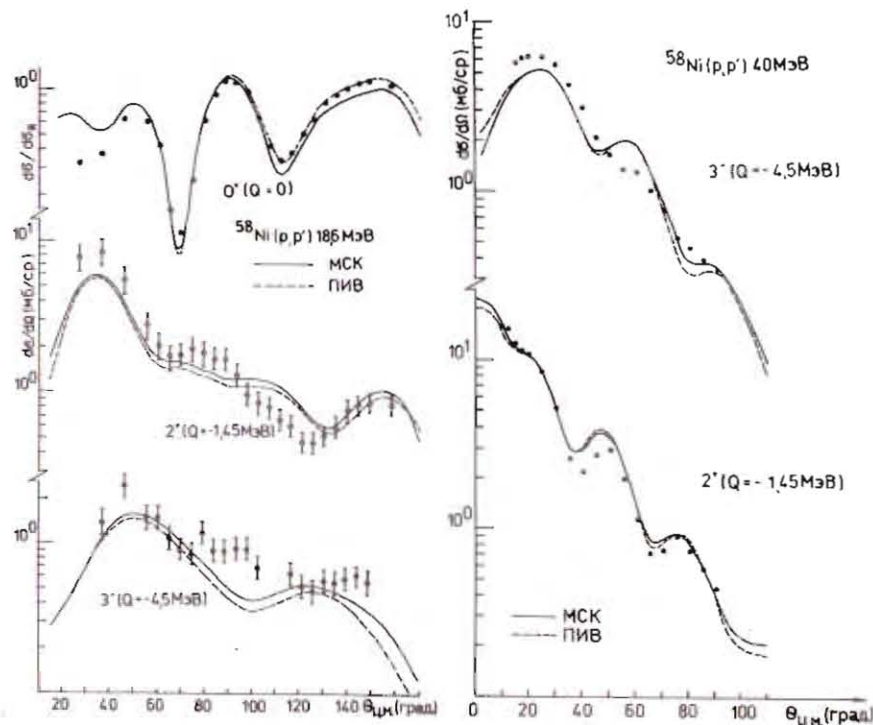
В целом расчеты показали, что экспериментальные сечения (p, p') с возбуждением низколежащих коллективных состояний, имеющих доминирующую однофононную компоненту в волновой функции (5), хорошо описываются в ПИВ с помощью переходной плотности (13), рассчитываемой в РСФ /8/. Например, рассмотрим нижайшие  $2^+$ - и  $3^-$ -состояния в  $^{58}\text{Ni}$ , которые имеют ярко выраженную однофононную структуру. Расчеты в РСФ с выбранным набором мультипольных констант  $\alpha_0^{(n)}$  и  $\alpha_1^{(n)}$ , воспроизводящих вероятность перехода  $B(E2\uparrow) = 833,15 e^2 \text{fm}^4$  и  $B(E3\uparrow) = 20,34 \times 10^3 e^2 \text{fm}^6$  дают энергии возбуждения  $\omega_{2^+} = 1,754$  МэВ и  $\omega_{3^-} = 4,8$  МэВ (соответствующие экспериментальные данные /32, 33/ есть:



Р и с. 2. Экспериментальные данные /36/ и результаты расчетов (сплошные и штриховые кривые) настоящей работы для неупругого сечения  $^{90}\text{Zr}(p, p')$  61,2 МэВ с возбуждением  $2^+$  состояния.

Сплошные кривые соответствуют расчетам в трехканальной схеме МСК ( $0_{\text{осн}}^+ \rightarrow 2_1^+, 3_1^-$ ), штриховые кривые - расчетам в ПИВ. Как видно, результаты расчетов в ПИВ дают качественно такое же описание для сечений, что и МСК. Учет связи каналов в этих случаях в основном приводит к некоторым изменениям для параметров ОП из табл. I и параметров деформации  $\beta_{2,3}$ , используемых для построения мнимого неупругого формфактора. Причем лучшее согласие с экспериментом достигается при  $\beta_2 = 0,189$  и  $\beta_3 = 0,163$ , что хорошо соответствует результатам феноменологических анализов (например, в /5/ были получены  $\beta_2 = 0,186$  и  $\beta_3 = 0,177$ ). Ситуация значительно усложняется при анализе сечения возбуждения состояний более сложной структуры типа смеси одно- и двухфононных конфигураций. В этой, преследующей в первую очередь методические цели, работе мы подробно остановимся на первом  $4^+$ -возбужденном состоянии в  $^{58}\text{Ni}$ . Хотя давно известно, что состояние  $4_1^+$  в  $^{58}\text{Ni}$  по всей вероятности принадлежит двухфононному триплету, построенному из двух первых  $2^+$ -фононов, результаты различных анализов сече-

$\omega_{2^+} = 1,45$  МэВ,  $\omega_{3^-} = 4,48$  МэВ и  $B(E2\uparrow) = 657 \pm 990 e^2 \text{fm}^4$ ,  $B(E3\uparrow) = (19,6 \pm 27) \times 10^3 e^2 \text{fm}^6$ . Расчет с волновой функцией (5), т.е. с учетом взаимодействия между одно- и двухфононными конфигурациями, посредством решения уравнений (7), (8) дает  $E_{2^+} = 1,697$  МэВ,  $B(E2\uparrow) = 807,82 e^2 \text{fm}^4$  и  $R_1(2^+) = 0,9846$ , откуда следует, что однофононная компонента в первом  $2^+$ -состоянии в  $^{58}\text{Ni}$  составляет  $[R_1(2^+)]^2 = 97\%$ . Аналогичные результаты получаются и для состояния  $3_1^-$ . На рис. 3 приведены результаты расчетов и экспериментальные данные для сечений возбуждения состояния  $2_1^+$  и  $3_1^-$  в  $^{58}\text{Ni}$  при энергиях налетающих протонов 18,6 МэВ /22/ и 40 МэВ /5/. Переходные плотности, используемые при построении формфакторов  $U_{0^+ \rightarrow 2^+}$  и  $U_{0^+ \rightarrow 3^-}$ , были рассчитаны в РСФ (см. (13)).



Р и с. 3. Экспериментальные данные<sup>/22,5/</sup> и результаты расчетов (сплошные и штриховые кривые) настоящей работы для неупругих сечений  $^{58}\text{Ni}(p,p')$  18,6; 40 МэВ с возбуждением состояний  $2_1^+$  и  $3_1^-$ .

ния возбуждения этого состояния довольно противоречивы. Например, в<sup>/34/</sup> анализ данных  $^{58}\text{Ni}(\alpha,\alpha')$  при 34,4 МэВ показал, что данные для  $4_1^+$  хорошо описываются в ПИБ, считая его чисто однофононным, хотя здесь было также указано на возможную двухфононную природу этого состояния. Анализ данных  $^{58}\text{Ni}(p,p')$  при 40 МэВ<sup>/5/</sup> и  $^{58}\text{Ni}(^6\text{Li},^6\text{Li}')$  при 71 МэВ<sup>/35/</sup> в рамках коллективной вибрационной модели<sup>/14/</sup> показал, что состояние  $4_1^+$  в  $^{58}\text{Ni}$  представляет собой смесь одно- и двухфононного состояний. Причем в<sup>/35/</sup> было показано, что вклады одно- и двухфононной компоненты в этом состоянии составляют 47% и 53% соответственно, (в этих расчетах одно- и двухфононные вклады

вводятся феноменологически путем лучшего согласования рассчитываемых сечений с экспериментом). Наконец, микроскопический<sup>/4/</sup> и полумикроскопический<sup>/27/</sup> анализы данных  $^{58}\text{Ni}(p,p')$  при 27,1 МэВ<sup>/4/</sup> показали, что в состоянии  $4_1^+$  доминирующей является однофононная компонента.

Результаты наших микроскопических расчетов в ПСФ и с волновой функцией (5) при разных вариантах выбора гексадекапольных констант  $\chi_0^{(4)}$  и  $\chi_1^{(4)}$  для первого  $4^+$ -состояния в  $^{58}\text{Ni}$  показаны в табл. 2. Как видно из таблицы, учет ангармоничности приводит к сильному смешиванию одно- и двухфононных конфигураций в структуре состояния  $4_1^+$ . Причем наиболее сильно примешивается двухфононное состояние, состоящее из двух первых квадрупольных фононов. Из разных наборов  $\chi_{0,1}^{(4)}$  констант хорошее описание экспериментальных данных дают результаты, показанные в секторах Iб и Iв табл. 2 (данные по неупругому электронному рассеянию, собранные в<sup>/32,33/</sup>, есть:  $\omega_{4_1^+} = 2,45$  МэВ и  $B(E4; 0_{\text{осн.}}^+ \rightarrow 4_1^+) = (0,684 \pm 1,311) \times 10^5 e^2 \text{fm}^4$ ). Таким образом, расчеты в рамках КЭМ показали, что состояние  $4_1^+$  в  $^{58}\text{Ni}$  представляет собой смесь одно- и двухфононных конфигураций. Отметим, что все теоретические значения приведенных вероятностей перехода рассчитываются с помощью переходных плотностей (I3)-(I5) по известной формуле<sup>/2/</sup>

$$B(E\lambda; J_i \rightarrow J_f) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} \left| \int_0^\infty dr r^{\lambda+2} \rho_\lambda^{(p)}(r) \right|^2 (e^2 \text{fm}^{2\lambda}) \quad (25)$$

где  $\rho_\lambda^{(p)}(r)$  - протонная часть  $\rho_\lambda(r)$ .

Далее, неупругие формфакторы  $U_{0^+ \rightarrow 2_1^+}$ ,  $U_{0^+ \rightarrow 4_1^+}$  и  $U_{2_1^+ \rightarrow 4_1^+}$ , построенные с помощью плотностей (I3)-(I5) и МЭУ-взаимодействия (21), (22), были включены в схему расчета четырехканального приближения МСК ( $0_{\text{осн.}}^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 4_1^+$ ). Результаты расчетов с разными наборами гексадекапольных констант  $\chi_0^{(4)}$ ,  $\chi_1^{(4)}$  и экспериментальные данные<sup>/5/</sup> для сечения возбуждения  $4_1^+$ -состояния в  $^{58}\text{Ni}$  при энергии налетающих протонов 40 МэВ показаны на рис. 4. Параметр деформации  $\beta_4$ , извлекаемый из экспериментальных данных<sup>/32,33/</sup> для  $B(E4)_{\text{экс.}}$  по соотношению для кулоновского возбуждения<sup>/2/</sup>, колеблется около значения 0,1. Результаты расчетов с разными вариантами формфакторов  $U_{0^+ \rightarrow 4_1^+}$  и  $U_{2_1^+ \rightarrow 4_1^+}$  при фиксированном значении  $\beta_4 = 0,1$  для минимума переходного формфактора показаны в нижней части рис. 4. Как видно из рис. 4 и табл. 2, наблюдается корреляция между теоретическими значениями  $B(E4\uparrow)$  и сечением. Хорошее согласие с экспериментом дает расчет с набором констант 2б (сплошная кривая:  $\chi^2 = 5,36$ ) ( $\chi^2$  определяется по той же формуле (24)); расчеты с вариантом Iб (штриховая кривая:  $\chi^2 = 9,12$ ) и 3б

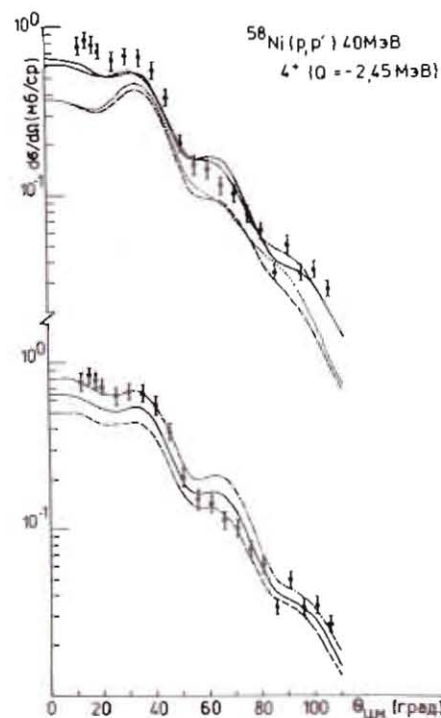


Т а б л и ц а 2. Результаты микроскопических расчетов КМ для структуры первого  $4_1^+$ -состояния в  $^{58}\text{Ni}$  при разных наборах констант  $\chi_0^{(4)}$ ,  $\chi_1^{(4)}$ , (I-3). (а - расчет ПСФ; б - расчет с волновой функцией (5), ограничиваясь только первыми  $2^+$ -фононами; в - расчет с полной волновой функцией (5))

	Структура	состояния $4_1^+$	$E_{4_1^+}$ (МэВ)	$B(E4_1^+)$ ( $e^2\text{фм}^2$ )
I	а	100% $[4_1^+]$	3,99	$0,986 \times 10^5$
	б	41,53% $[4_1^+]$ + 58,47% $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4_1^+}$	2,33	$1,24 \times 10^5$
	в	45,57% $[4_1^+]$ + 49,08% $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4_1^+}$ + 3,04% $[2_1^+ \otimes 2_2^+]_{4_1^+}$ + 2,31% $[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{4_1^+}$	2,16	$1,326 \times 10^5$
2	а	100% $[4_1^+]$	3,81	$1,833 \times 10^5$
	б	45,29% $[4_1^+]$ + 54,71% $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4_1^+}$	2,06	$1,909 \times 10^5$
	в	48,71% $[4_1^+]$ + 45,41% $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4_1^+}$ + 3,5% $[2_1^+ \otimes 2_2^+]_{4_1^+}$ + 2,37% $[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{4_1^+}$	1,86	$2,05 \times 10^5$
3	а	100% $[4_1^+]$	3,61	$2,841 \times 10^5$
	б	48,54% $[4_1^+]$ + 51,46% $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4_1^+}$	1,77	$2,622 \times 10^5$
	в	51,95% $[4_1^+]$ + 40,3% $[2_1^+ \otimes 2_1^+]_{4_1^+}$ + 3,81% $[2_1^+ \otimes 2_2^+]_{4_1^+}$ + 3,93% $[2_1^+ \otimes 4_1^+]_{4_1^+}$	1,47	$2,825 \times 10^5$

Т а б л и ц а 3. Значения параметра деформации  $\beta_4$  для состояния  $4_1^+$  в  $^{58}\text{Ni}$ , извлекаемые из разных экспериментов

П р о ц е с с	С с ы л к а
0,069; 0,054	( $^6\text{Li}$ , $^6\text{Li}'$ ) 71 МэВ / 35/
0,081	( $\alpha$ , $\alpha'$ ) 34,4 МэВ / 34/
0,084	( $\alpha$ , $\alpha'$ ) 50 МэВ / 36/
0,091	( $p$ , $p'$ ) 1 ГэВ / 37/
0,096	( $p$ , $p'$ ) 27,1 МэВ / 27/
0,11	( $p$ , $p'$ ) 17,8 МэВ / 36/
0,125	( $p$ , $p'$ ) 27,1 МэВ / 4/



Р и с. 4. Экспериментальные данные  $^{58}\text{Ni}$  и результаты разных вариантов расчета (см. подробности в 4) настоящей работы для неупругого сечения  $^{58}\text{Ni}(p,p')$  40 МэВ с возбуждением состояния  $4_1^+$ .

Для переходных плотностей (14), (15) лучше согласие с экспериментом получилось с вариантом 1б (штрихпунктирная кривая:  $\chi^2=5,16$ ;  $\beta_4=0,118$ ) и вариантом 2б (сплошная кривая:  $\chi^2=5,34$ ;  $\chi^2=0,099$ ). Причем полученные значения для  $\beta_4$ , используемые при построении мнимого переходного формфактора, находятся в согласии с результатами различных анализов сечения возбуждения состояния  $4_1^+$  в  $^{58}\text{Ni}$  (см. табл.3). Отметим, что анализ этих же данных  $^{58}\text{Ni}$  с помощью коллективной вибраторной модели  $^{14}$  во втором порядке воспроизводит угловую зависимость и абсолютное значение сечения ( $\chi^2=7$ ) хуже, чем наши расчеты, особенно при малых углах. Расчеты с полной волновой функцией (5) для структуры состояния  $4_1^+$  приводит к незначительным изменениям в рассчитываемом сечении. Например, расчет с вариантом 2в дает

(штрихпунктирная кривая:  $\chi^2=10,93$ ) немного недооценивает и переоценивает экспериментальные данные, соответственно. Однако дифракционная картина одинакова для всех трех рассчитанных сечений. Это объясняется одинаковой радиальной зависимостью для плотностей, которая определяется приведенными одночастичными матричными элементами ( $I_2^+$ ), а именно, при одних и тех же матричных элементах  $\langle j_1 || T_\lambda || j_2 \rangle$  коллективность или сила перехода может усиливаться за счет усиления фоновых амплитуд  $\Psi$  и  $\Phi$  и наоборот. Этим также объясняется и наблюдаемая корреляция между  $B(E\lambda)$ -величиной и соответствующим сечением возбуждения. Далее (см. верх. часть рис.4), значение  $\beta_4$  варьировалось около значения 0,1 по процедуре подгонки, заложенной внутри программы ECIS. Среди рассмотренных вариантов расчета

примерно такое же согласие с экспериментом ( $\chi^2 = 5,6$ ;  $\beta_4 = 0,095$ ), что и вариант 2б (на графике эти кривые не различимы). Такая ситуация наблюдается и для расчетов 1б и 1в. Это указывает на определяющий вклад  $2\frac{1}{2}^+$ -фононов в формировании двухфононной примеси состояния  $4\frac{1}{2}^+$ . Наконец, отметим, что расчеты ПСФ для состояния  $4\frac{1}{2}^+$  дают результаты (см. верх часть рис.4), плохо согласующиеся с экспериментом, например, вариант 1а соответствует точечной кривой ( $\chi^2 = 15,91$ ;  $\beta_4 = 0,118$ ) и вариант 2а - штриховой кривой ( $\chi^2 = 19,4$ ;  $\beta_4 = 0,099$ ).

Таким образом, и структурные расчеты КМ и микроскопический анализ сечения возбуждения состояния  $4\frac{1}{2}^+$  в  $^{58}\text{Ni}$  показывают, что это состояние содержит сильную двухфононную примесь. Причем лучшее согласие с данными  $^{58}\text{Ni}(p,p')$  40 МэВ дают наборы ( $\alpha_0^{(4)}$ ,  $\alpha_1^{(4)}$ ), воспроизводящие энергию и вероятность перехода:  $2\frac{1}{2}^+ \rightarrow 4\frac{1}{2}^+ = 2,33 - 2,06$  МэВ,  $B(E4; 0_{\text{осн.}}^+ \rightarrow 4\frac{1}{2}^+) = (1,24 \pm 1,91) \times 10^{-5} \text{ э.д.}$  (Эти значения также согласуются с имеющимися экспериментальными данными  $^{32,33/}$  для состояния  $4\frac{1}{2}^+$  в  $^{58}\text{Ni}$ ).

## 5. Заключение

В рамках КМ развит подход к микроскопическому анализу рассеяния протонов низких энергий на сферических ядрах. На примере ядра  $^{58}\text{Ni}$  показано, что не только однофононные состояния, но и возбуждение состояний более сложной структуры успешно описываются в КМ. Причем рассчитанные ядерные переходные плотности для этих состояний успешно применяются для микроскопического анализа сечения возбуждения. Подводя итог анализу ядра  $^{58}\text{Ni}$ , можно сделать вывод о том, что в отличие от  $2\frac{1}{2}^+$ - и  $3\frac{1}{2}^+$ -состояний, первое  $4^+$ -состояние представляет собой смесь одно- и двухфононных конфигураций, а именно; вклады одно- и двухфононных компонент составляют 42-49% и 58-51% соответственно.

Авторы признательны проф. В.Г.Соловьеву, Ф.А.Гарееву и О.М.Князькову за полезные обсуждения затронутых в этой работе проблем. Мы также благодарим проф. Дж.Рэйнала за присланную документацию о методе ECIS.

## Л и т е р а т у р а

1. Proc.Symp. "Some Frontiers in Nuclear Physics", Leningrad, 1981, ed. by E.F.Hefter, p. 1-48.
2. Satchler G.R. Direct Nuclear Reactions, New York, Oxford University Press, 1983.
3. Wagner W.T. et al. Phys.Rev., 1975, C12, 757; Wienke H., Blok H.P., Blok J. Nucl.Phys., 1983, A405, 237.
4. Blok H.P. et al. Nucl.Phys., 1982, A386, p.61.
5. Lingappa N., Greenless G.W. Phys.Rev., 1970, C2, p.1329.
6. Microscopic Optical Potential. - Lecture Notes in Physics, Berlin - Heidelberg - New York, 1979, No.89.
7. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, 580; Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, II, 301; Вдовин А.И. и др. ЭЧАЯ, 1985, 16245.
8. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, 237.
9. Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, 1380.
10. Николаева Р., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. Изв. АН СССР (сер.физ.), 1983, 47, 2062.
11. Воронов В.В., Дао Тиен Кхоа. Изв. АН СССР (сер.физ.), 1984, 48, 2008; Воронов В.В., Дао Тиен Кхоа, Пономарев В.Ю., там же, 48, 1846.
12. Воронов В.В., Соловьев В.Г. ТМФ, 1983, 57, 75.
13. Bertsch G. et al. Nucl.Phys., 1977, A284, 399.
14. Tamura T. Rev.Mod.Phys., 1965, 37, 679.
15. Satchler G.R. Nucl.Phys., 1979, A329, 233.
16. Satchler G.R., Love W.G. Phys.Rep., 1979, 55, p.183.
17. Love W.G., Owen L.W. Nucl.Phys., 1975, A239, 74; Golin M., Petrovich F., Robson D. Phys.Lett., 1976, 64B, 253.
18. Дао Тиен Кхоа, Шитикова К.В. ЯФ, 1985, 41, 1166; Дао Тиен Кхоа, Шитикова К.В. JINR, E4-85-143, Dubna, 1985; Дао Тиен Кхоа, Шитикова К.В. JINR, E4-85-384, Dubna, 1985.
19. Becchetti F.D. Greenless G.W. Phys.Rev., 1969, 182, 1190. Perey C.M., Perey P.G. At.Data and Nucl. Data Tables, 1976, 17, 1.

20. Поповарев V.Yu. et al. Nucl.Phys., 1979, A323, 446.
21. James F., Roos M. Comp.Phys.Comm., 1975, 10, p.393.
22. Eccles S.P., Lutz H.P., Madsen V.A. Phys.Rev., 1966, 141, 1067.
23. Greenless G.W., Pyle G.J., Tang Y.C. Phys.Rev., 1968, 171, 1115;  
Hidley B.W., Turner J.F. Nucl.Phys., 1964, 58, 497.
24. Blumberg L.N. et al. Phys.Rev., 1966, 147, 812.
25. Fulmer C.B. et al. Phys.Rev., 1969, 181, 1565.
26. Князьков О.М. и др. Изв. АН СССР (сер.физ.) 1984, 48, 145;  
Князьков О.М. и др. Тезисы докл. 34 совещания по ядерн.спектр. и  
структуре атомн.ядра, "Наука", Л., 1984, с. 424.
27. Князьков О.М., Кухтина И.Н. ЯФ, 1985, т.42, с. 615.
28. Kunz P.D. University of Colorado, unpublished.
29. Raynal J. in "Computing as a Language of Physics", (IAEA, Vien-  
на, 1972); Raynal J. Phys.Rev., 1981, C23, 2571.
30. Стоянов Ч., Юдин И.П. ОИЯИ, P4-II076, Дубна, 1977.
31. Поповарев В.Ю., Стоянов Ч., Стоянова О. ОИЯИ, P4-8I-704, Дубна,  
1981.
32. Endt P.M. At.Data and Nucl. Data Tables, 1979, 23, 547.
33. Nuclear Data Sheets, 1984, 42, 534.
34. Inoue M. Nucl.Phys., 1968, A119, p.449.
35. Williamson C. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p.1344.
36. Javris O.N. et al. Nucl.Phys., 1967, A102, 625.
37. Алхазов Г.Д. Препринт ЛИЯФ, № 753, Л., 1982.
38. Whitten M.L., Scott A., Satchler G.R. Nucl.Phys., 1972, A181,  
p.417.
39. Воронов В.В. и др. ЯФ, 1984, 40, 683.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 октября 1985 года.

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "*Краткие сообщения ОИЯИ*". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

Сборник "*Краткие сообщения ОИЯИ*" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

- Physics of elementary particles and atomic nuclei.
- Theoretical physics.
- Experimental techniques and methods.
- Accelerators.
- Cryogenics.
- Computing mathematics and methods.
- Solid state physics. Liquids.
- Theory of condensed matter.
- Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

*JINR Rapid Communications* will be issued regularly.

