

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P4-84-520

О.М.Князьков, И.Н.Кухтина

ПРИМЕНЕНИЕ
ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО МЕТОДА
СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ
К ОПИСАНИЮ РАССЕЯНИЯ
ПРОТОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ НА ЯДРАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1984

§1. ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние протонов низких энергий на ядрах продолжает оставаться важным источником информации о механизмах ядерных реакций и свойствах ядерной структуры. В последнее время в ряде работ /см., напр., /1-3/ / получены экспериментальные данные с так называемым "высоким разрешением": угловые распределения неупруго-рассеянных протонов измерены в широком угловом диапазоне для нескольких десятков уровней возбуждения ядер-мишеней при энергии протонов около 25 МэВ. Эти экспериментальные данные являются предметом анализа в рамках стандартной версии метода связанных каналов /МСК/. Такому методу анализа, как уже ранее отмечалось в литературе, присущ ряд недостатков. К ним относятся большое число свободных параметров /параметры оптического потенциала и параметры деформации потенциала/, неучет эффектов антисимметризации, отсутствие связи с полумикроскопическими ядерными моделями.

В то же время интенсивно развиваются полумикроскопические подходы к описанию взаимодействия нуклонов с ядрами /4/. Однако, в основном, их сферой приложения является описание упругого рассеяния, либо неупругого рассеяния при более высоких энергиях / $E_p > 100$ МэВ/. При этих энергиях связь каналов проявляется слабее и, вследствие этого, сечение возбуждения состояний сложной структуры становится незначительным. Анализ рассеяния протонов более низких энергий для исследования таких состояний оказывается предпочтительней.

В /5-7/ был развит полумикроскопический подход, в котором на основе информации об эффективных нуклон-нуклонных силах, диагональной и переходных плотностях построены в замкнутой форме потенциалы и формфакторы неупругих переходов, принцип Паули учтен в локальном приближении формализма матрицы плотности. Эти результаты позволяют сформулировать полумикроскопический метод связанных каналов /ПМСК/ для описания рассеяния протонов низких энергий на ядрах. В настоящей работе проведена численная реализация ПМСК с использованием программы ECIS. Выполнены расчеты сечений неупругого рассеяния протонов с энергией 27 МэВ на ядре ^{58}Ni . Исследуется структура нижних состояний ^{58}Ni , проводится сравнение с литературными данными.

§2. ФОРМАЛИЗМ ПОДХОДА

Рассмотрим взаимодействие протона со сферическим вибрационным ядром. В этом случае гамильтониан всей системы может быть записан в виде

$$H = T + H_t + V_{diag.} + V_{coupl.} \quad /1/$$

/здесь использованы обозначения из обзора /8/ /. В этой формуле T - оператор кинетической энергии протона, H_t - гамильтониан ядра-мишени, $V_{diag.}$ - диагональная часть, не вызывающая неупругих переходов оператора взаимодействия протона с ядром-мишенью; $V_{coupl.}$ - часть оператора взаимодействия, обуславливающая связь каналов. $V_{diag.}$ можно рассматривать как вещественную часть оптического потенциала, для которой, согласно полумикроскопическому подходу /9/, имеем следующие выражения:

$$V_{diag.}(r) = U_d(r) + U_\rho(r) + U_p(r), \quad /2/$$

$$U_d(r) = V^D \int_0^\infty \rho_0(r') f_{00}(r, r') (r')^2 dr', \quad /3/$$

$$U_\rho(r) = I_{00}(r) \frac{1 + I_{00}(r) \kappa^2(r) I_{01}(r)}{1 - I_{01}(r) \kappa(r)}, \quad /4/$$

$$U_p(r) = d\rho_0^2(r), \quad /5/$$

$$I_{\lambda n}(r) = \frac{1}{n!} V^E \int_0^\infty f(s) \rho_{\lambda 00}(r, s) j_n(k_0(r) s) s^{n+2} ds, \quad /6/$$

$$k_0(r) = \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} [E - U_d(r) - V_c(r)] \right)^{1/2}, \quad /7/$$

$$\rho_{\lambda 00}(r, s) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int \rho(\vec{r}, \vec{r} + \vec{s}) Y_{\lambda 0}(\omega_{\vec{r}}) d\omega_{\vec{r}} d\omega_{\vec{s}}, \quad /8/$$

$$\kappa(r) = \frac{\mu}{k_0(r) \hbar^2}. \quad /9/$$

В этих формулах $U_d(r)$ - обычный фолдинг-потенциал, $U(r)$ - вклад в потенциал от обменных нуклон-нуклонных корреляций /из-за учета принципа Паули/, $U_p(r)$ - вклад в потенциал члена в эффективном взаимодействии, зависящего от плотности распределения вещества в ядре. Константы V^D , V^E и d характеризуют, соответственно, вклад в эффективное взаимодействие прямого, обменного и зависящего от плотности членов. λ - компонента матрицы плотности обозначена через $\rho_{\lambda 00}(r, s)$.

Для взаимодействия нуклонов с вибрационным ядром в /10/ на основе полумикроскопического подхода получено следующее выражение:

$$V_{coupl.}(\vec{r}) = \sum_{\lambda} \sum_{\mu} f_{\lambda}(r) a_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta\phi) + \sum_{\lambda} \sum_{\mu} \sum_{\lambda_1 \lambda_2 \mu_1 \mu_2} F_{\lambda_1 \lambda_2}(r) S(\lambda \lambda_1 \lambda_2; \mu_1 \mu_2) a_{\lambda_1 \mu_1} a_{\lambda_2 \mu_2} Y_{\lambda\mu}(\theta\phi), \quad /10/$$

$$f_{\lambda}(r) = [U_{d\lambda}(r) + I_{\lambda 0}(r) \{1 + I_{01}(r) \kappa(r) + I_{\lambda 1}(r) \kappa(r) I_{00}(r)\}], \quad /11/$$

$$U_{d\lambda}(r) = V^D \int_0^\infty \rho_{\lambda}(r') f_{\lambda 0}(r, r') (r')^2 dr', \quad /12/$$

$$F_{\lambda_1 \lambda_2}(r) = \sqrt{4\pi} I_{\lambda_1 1}(r) \kappa(r) [(1 - \delta_{\lambda_2 0}) U_{d\lambda_2}(r) + I_{\lambda_2 0}(r)] + d\rho_{\lambda_1}(r) \rho_{\lambda_2}(r), \quad /13/$$

В этих формулах $a_{\lambda\mu}$ - коллективные переменные, характеризующие колебания ядерной поверхности; угловые коэффициенты $S(\lambda \lambda_1 \lambda_2; \mu_1 \mu_2)$ определяются формулами:

$$S(\lambda \lambda_1 \lambda_2; \mu_1 \mu_2) = \frac{\hat{\lambda}_1 \hat{\lambda}_2}{\sqrt{4\pi} \hat{\lambda}} (\lambda_1 \lambda_2 00 | \lambda 0) (\lambda_1 \lambda_2 \mu_1 \mu_2 | \lambda \mu), \quad /14/$$

$$\hat{\lambda} = (2\lambda + 1)^{1/2}. \quad /15/$$

Следуя далее стандартной версии МСК /8/, представим полную волновую функцию всей системы в виде:

$$\psi = r^{-1} \sum_{J_n \ell_n j_n} R_{J_n \ell_n j_n}(r) \sum_{m_j m_n} (j_n I_n m_j M_n | JM) \Omega_{\ell_n j_n m_j} \Phi_{I_n M_n}. \quad /16/$$

Здесь $\Omega_{\ell_n j_n m_j}$ - шаровой спинор:

$$\Omega_{\ell_n j_n m_j} = \sum_{m_\ell m_s} (\ell_n m m_s | j_n m_j) i^{\ell} Y_{\ell_n m_\ell} X_{s m_s}, \quad /17/$$

$\Phi_{I_n M_n}$ - функции фононных состояний ядра-мишени. Подставляя /16/ в уравнение Шредингера с гамильтонианом /1/, в котором $V_{diag.}$ и $V_{coupl.}$ описываются формулами /2/-/15/, и исключая функции фононных состояний, получим систему уравнений:

$$\left[\frac{d^2}{d\rho_n^2} - \frac{\ell_n(\ell_n + 1)}{\rho_n^2} - \frac{1}{E_n} V_{diag.} + 1 \right] R_{J_n \ell_n j_n}(r) = E_n^{-1} \sum_{n' \ell' j'} (\Omega_{\ell_n j_n} \otimes \Phi_{I_n M_n})_{JM} | V_{coupl.} | (\Omega_{\ell' j'} \otimes \Phi_{I_n' M_n'})_{JM} \rangle R_{J_n' \ell' j'}(r), \quad /18/$$

$$\rho_n = k_n r.$$

По структуре она совпадает с системой уравнений стандартного МСК, однако отличие состоит в том, что полумикроскопические формфакторы неупругих переходов зависят от передаваемых моментов и от энергии налетающего нуклона. В стандартной версии МСК формфакторы не зависят от передаваемых моментов и энергий и определяются формулами^{/8/}:

$$f_{\lambda}(r) = \frac{VR_0}{a} \cdot \frac{e}{(1+e)^2}, \quad /19/$$

$$F_{\lambda_1 \lambda_2}(r) = \frac{VR_0^2}{2a^2} \cdot \frac{e(1-e)}{(1+e)^3}, \quad /20/$$

$$e = \exp \frac{r-R}{a}. \quad /21/$$

В выражении /10/ легко перейти к фононному представлению, если осуществить замену:

$$a_{\lambda\mu} \rightarrow \beta_{\lambda} \hat{\lambda}^{-1} [\hat{b}_{\lambda\mu} + (-)^{\mu} \hat{b}_{\lambda,-\mu}^+]. \quad /22/$$

Тогда из /13/ следует, что амплитуда двухфононного члена в /10/ определяется константой V^E , т.е. учетом принципа Паули и плотностной зависимостью эффективного взаимодействия.

Отметим, что учет принципа Паули во взаимодействии частиц /квазичастиц/ с фононами является актуальной проблемой. В ряде исследований была показана существенная роль принципа Паули в формировании свойств низколежащих состояний ядер. В частности, в^{/11/} на основе изучения роли принципа Паули в структуре деформированных ядер был сделан вывод об отсутствии коллективных двухфононных состояний в деформированных ядрах. Существенное влияние обменного члена на порядок уровней и расщепления мультиплетов отмечается в модели взаимодействующих бозонов и фермионов^{/12/}. Излагаемый формализм дает возможность учесть принцип Паули при описании неупругого рассеяния протонов на вибрационных ядрах в случае сильной связи каналов. Заметим, что в стандартной версии МСК также содержится двухфононный член, но он имеет чисто феноменологическую природу.

Соотношения /2/-/15/ совместно с системой уравнений^{/18/} и составляют формальную основу полумикроскопического метода связанных каналов /ПМСК/. Для численной реализации ПМСК нами была произведена модификация программы ECIS. Эта модификация состояла в том, что вместо формфакторов /19/-/21/ были вставлены формфакторы неупругих переходов и потенциалы в соответствии с формулами /2/-/15/. Кроме того, формфакторы $F_{\lambda_1 \lambda_2}(r)$ были введены под знак суммы $\sum_{\lambda_1 \lambda_2}$. Следует заметить, что в стандартной версии ECIS имеется так называемая фолдинг-процедура. Одна-

ко ее осуществление дает возможность учесть члены типа $U_d(r)$ в /2/ и $U_{dd}(r)$ в /11/ и /13/. При этом все эффекты, связанные с обменными и многочастичными нуклон-нуклонными корреляциями, оказываются неучтенными, а они существенным образом определяют сечение как упругих, так и неупругих процессов.

Остановимся на характерных чертах ПМСК:

1/ Потенциалы и формфакторы неупругих переходов вычисляются на основе информации об эффективных нуклон-нуклонных силах, диагональной и переходных плотностях. Эта информация извлекается либо из независимого по отношению к рассеянию протонов низких энергий эксперимента, либо из расчетов в рамках ядерной модели. Таким образом, потенциалы и формфакторы неупругих переходов в ПМСК не содержат свободных параметров.

2/ В формализме матрицы плотности учитывается принцип Паули. Вследствие обменных нуклон-нуклонных корреляций потенциалы и формфакторы неупругих переходов зависят от энергии налетающего протона. Во взаимодействии частиц с фононами появляется член, квадратичный по фононным операторам.

3/ Через переходные плотности $\rho_{\lambda}(r)$ в формализм ПМСК входит информация о ядерной структуре, вычисленная в рамках конкретной ядерной модели. Появляется, таким образом, возможность проверки ядерных моделей не только при расчете вероятностей электромагнитных переходов, но и при описании неупругих переходов в рассеянии протонов низких энергий на ядрах при наличии сильной связи каналов.

4/ Сфера приложения ПМСК не ограничивается описанием рассеяния протонов на сферических вибрационных ядрах. Использование формфакторов неупругих переходов, полученных в^{/6/} для ядер со статической деформацией, позволяет применять ПМСК к описанию рассеяния нуклонов на сильно деформированных ядрах /в^{/7/} с этой целью использовался метод искаженных волн/.

§3. ОПИСАНИЕ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 27,1 МэВ НА ЯДРЕ ⁵⁸Ni

В^{/1/} были измерены угловые распределения протонов, неупруго рассеянных на ядре ⁵⁸Ni с возбуждением состояний с энергией до 4 МэВ. Энергия протонов во входном канале равнялась 27,1 МэВ. В этом параграфе полумикроскопический метод связанных каналов /ПМСК/ применяется для анализа сечений неупругого рассеяния, полученных в^{/1/}, при возбуждении первых четырех нижних состояний в ⁵⁸Ni.

Для проведения вычислений в ПМСК, как следует из предыдущего параграфа, необходима информация о $V_{эфф.}(r, r')$, $\rho_0(r)$, $\rho_{\lambda}(r)$ и $\rho(r, r')$. Обсудим выбор этих величин. В качестве не зависящей от плотности распределения вещества в ядре части эффективного взаимодействия используем взаимодействие из работы^{/13/}. Оно ранее

было успешно апробировано при описании низкоэнергетического свободного N-N и α - α рассеяния, а также кластерных свойств легких ядер. Это взаимодействие в ^{17/} было модифицировано путем добавления члена, зависящего от плотности распределения вещества в ядре. Он выбирается в следующей форме:

$$V_{\text{эфф},p}(|\vec{r} - \vec{r}'|) = d\rho\left(\frac{\vec{r} + \vec{r}'}{2}\right) \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad /23/$$

С таким взаимодействием, включающим плотностной член в форме /23/, было успешно описано в рамках полумикроскопического подхода упругое и неупругое рассеяние протонов низких энергий на ядре ²⁶Mg ^{17/} и на изотопах ^{94,96,100}Mo ^{14/}, а также упругое рассеяние протонов на ядрах ²⁰Ne, ⁴⁰Ca, ⁵⁸Ni, ¹²⁰Sn, ²⁰⁸Pb ^{9/}. Было показано, что при изменении массового числа в широком диапазоне параметр плотностной зависимости эффективного взаимодействия d меняется всего на 20% по сравнению со своим средним значением. В настоящей работе используется значение $d = 700$ МэВ·Фм⁶, которому соответствует хорошее описание упругого рассеяния протонов с энергией 30,3 МэВ на ядре ⁵⁸Ni ^{9/}.

Для $\rho_0(r)$ использовано трехпараметрическое фермиевское распределение:

$$\rho_0(r) = \rho_0 \cdot \frac{1 + \omega \frac{r^2}{c^2}}{1 + \exp \frac{r-c}{z}}, \quad /24/$$

параметры которого извлечены из данных по упругому рассеянию электронов на ⁵⁸Ni ^{15/}. Для них взяты значения: $c = 4,31$; $z = 0,52$; $\omega = -0,13$. Переходная плотность параметризована в модели Тасси. Наконец, для матрицы плотности было использовано слэтеровское приближение.

Как известно, оптический потенциал в стандартной версии МСК содержит помимо вещественной части также мнимую часть, спин-орбитальный и кулоновский члены. Потенциал поглощения имеет динамическую природу ^{16/} и для его вычисления необходимо знать полный спектр состояний ядра-мишени. Отдельный вклад коллективных состояний в мнимую часть оптического потенциала вычислялся ранее ^{17,18/}, однако в полном объеме рассчитать потенциал поглощения на микроскопической основе в настоящее время затруднительно. В данной работе для мнимой части ОП, так же как и для спин-орбитального и кулоновского членов, используются предписания оптической модели. Соответствующие параметры взяты из работы ^{1/} и представлены в табл.1. В процессе вычислений в настоящей работе эти все параметры оставались фиксированными. В расчетах также учитывалась динамическая деформация кулоновского потенциала и мнимая часть формфакторов неупругих переходов.

Таблица 1

Параметры оптического потенциала

W, МэВ	W _D , МэВ	r _D , Фм	a _D , Фм	V _{so} , МэВ	r _{so} , Фм	a _{so} , Фм	r _c , Фм
3,0	5,0	1,255	0,535	6,2	1,01	0,75	1,25

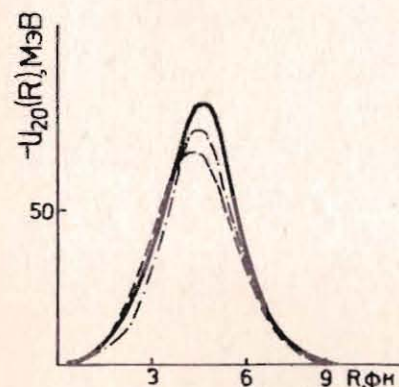


Рис.1. Формфакторы неупругих переходов с $\lambda = 2$, вычисленные в полумикроскопическом подходе без учета /штриховая кривая/ и с учетом /сплошная кривая/ принципа Паули для ядра ⁵⁸Ni при энергии протона 27,1 МэВ /штрих-пунктирная кривая - расчет в стандартной версии МСК/.

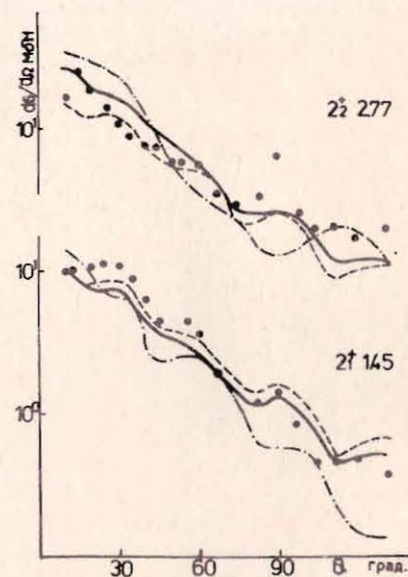
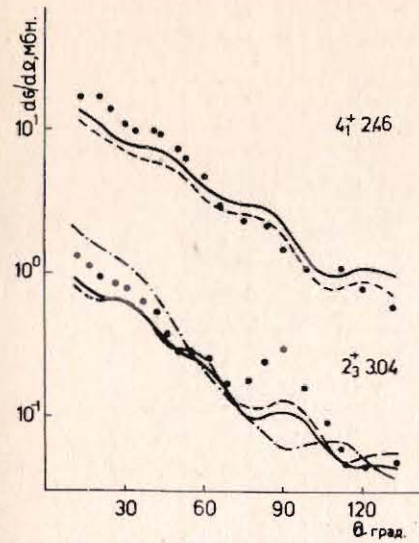
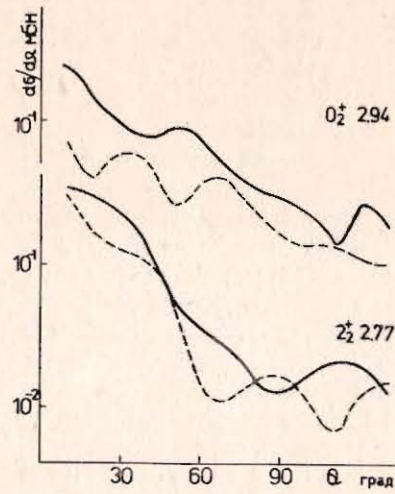


Рис.2. Угловые распределения неупруго рассеянных протонов, вычисленные в полумикроскопическом методе связанных каналов для состояний $|2^+_{11}\rangle$ /внизу/ и $|2^+_{22}\rangle$ /вверху/, $E_p = 27,1$ МэВ, точки - экспериментальные данные.

Результаты вычислений представлены на рис.1-4. В табл.2 даны энергии первых четырех возбужденных состояний /они взяты из работы ^{19/} и параметры динамической деформации, извлеченные в настоящем анализе. Приведены также для сравнения литературные данные. На рис.1 представлены формфакторы неупругих переходов, вы-

Таблица 2. Параметры деформации

$ 2_1^+\rangle$, $E_x=1.45$ МэВ	$ 2_2^+\rangle$, $E_x=2.77$ МэВ	$ 2_3^+\rangle$, $E_x=3.04$ МэВ	$ 4_1^+\rangle$, $E_x=2.46$ МэВ
β_2 процесс ссылка	β_2 процесс ссылка	β_2 процесс ссылка	β_4 процесс ссылка
0,18 (e,e') [20]	0,021($\delta_{L1}, \delta_{L1}'$) 7I МэВ[25]	0,051 (p,p') 27, I МэВ наст. раб. та [24]	0,054($\delta_{L1}, \delta_{L1}'$) 7I МэВ[25]
0,18 (p,p') 40 МэВ[21]	0,022 (p,p') 27, I МэВ наст. раб. [I]	0,053 (α, α') 50 МэВ[24]	0,084 (α, α') 50 МэВ[24]
0,19 (p,p') 40 МэВ[22]	0,031 (p,p') 27, I МэВ [I]	0,060($\delta_{L1}, \delta_{L1}'$) 7I МэВ[25]	0,091 (p,p') I ГэВ[26]
0,19(p,p') I ГэВ[23]		0,067 (p,p') I ГэВ[23]	0,096 (p,p') 27, I МэВ наст. раб.
0,20(p,p') I 7,8 МэВ[24]		0,071 (p,p') 27, I МэВ [II]	0,11 (p,p') I 7,8 МэВ [24]
0,205(α, α') 50 МэВ[24]			0,125 (p,p') 27, I МэВ [I]
0,21($\delta_{L1}, \delta_{L1}'$) 7I МэВ[25]			
0,245(p,p')/27, I МэВ [I]			

Рис.3. То же, что и на рис.2, для состояний $|2_1^+\rangle$ /внизу/ и $|4_1^+\rangle$ /вверху/.Рис.4. Угловые распределения неупруго рассеянных протонов, вычисленные в первом /штриховые кривые/ и втором /сплошные кривые/ порядке вибрационной модели для состояний $|2_2^+\rangle$ /внизу/ и $|0_2^+\rangle$ /вверху/.

численные в полумикроскопическом подходе, а также соответствующий стандартной версии МСК. Можно видеть, что обменные эффекты более чем на 20% увеличивают силу формфактора и несколько сдвигают его максимум в поверхностную область. Результирующий полумикроскопический формфактор больше макроскопического, что в итоге приводит к несколько меньшим значениям параметров деформации /см.табл.2/.

Обсудим результаты расчетов угловых распределений $|2_1^+\rangle$, $E_x = 1,45$ МэВ. В нижней части рис.2 представлены угловые распределения, вычисленные в двухканальном приближении ($0_1^+ + 2_1^+$). Для параметра β взято значение 0,18, извлеченное из анализа неупругого рассеяния электронов на $^{58}\text{Ni}/^{20}$. Можно видеть, что теоретические кривые /штриховая и сплошная/ хорошо воспроизводят экспериментальные данные во всем диапазоне углов рассеяния. В первом случае /штриховая кривая/ расчет проведен в предположении, что $|2_1^+\rangle$ -состояние является чистым однофононным состоянием. Во втором случае /сплошная кривая/ предполагалось, что $|2_1^+\rangle$ -состояние является смесью однофононного и двухфононного состояний:

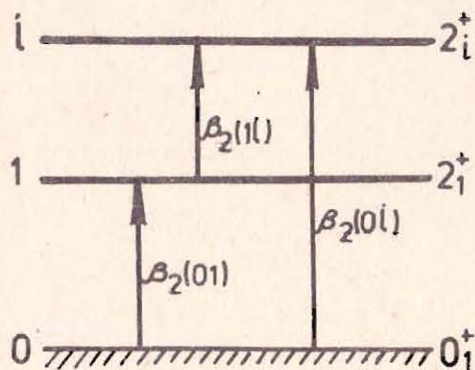
$$|2_1^+\rangle = \cos y_1 |1ph\rangle_{2^+} + \sin y_1 |2ph\rangle_{2^+} .$$

/25/

Здесь $|1\rho\rangle_{J^\pi}$ - однофононное состояние со спином и четностью J^π , $|2\rho\rangle_{J^\pi}$ - двухфононное состояние, а γ_1 - так называемый "угол смешивания". Из приведенных вычислений следует, что при $\beta = 0,18$ введение в расчет $\gamma_1 \leq 30^\circ$ существенно не ухудшает качества описания экспериментальных данных. Таким образом, можно сделать вывод о том, что согласованное описание неупругого рассеяния электронов в 20 и неупругого рассеяния протонов в данной работе соответствует представлению о преобладании однофононной компоненты в структуре состояния $|2_1^+\rangle$. Аналогичный вывод получен в 17 и 23 . Значение $\beta = 0,18$ хорошо согласуется со значениями параметров деформации состояния $|2_1^+\rangle$, полученными при анализе других процессов /см. табл.2/.

Для состояния $|2_1^+\rangle$ представлен также результат расчета без учета принципа Паули /штрих-пунктирная кривая/. Можно видеть, что обменные нуклон-нуклонные корреляции существенно влияют как на величину сечения неупругого рассеяния /особенно в задней полусфере/, так и на форму угловых распределений. Ранее в полумикроскопическом подходе отмечалась существенная роль принципа Паули в формировании сечений упругого рассеяния протонов на большие углы $^{17, 27}$.

$|2_2^+\rangle$, $E_x = 2,77$ МэВ. В этом случае расчет проводился как в двухканальном ($0_1^+ \rightarrow 2_2^+$), так и в трехканальном ($0_1^+ \rightarrow 2_1^+ \rightarrow 2_2^+$) приближениях. В верхней части рис.2 представлен результат вычислений /штриховая кривая/ в двухканальном приближении для значения $\beta = 0,022$. Можно видеть, что для этого значения β , которое хорошо согласуется со значением β , извлеченным из анализа реакции (^6Li , $^6\text{Li}'$) 25 , и меньше значения β , полученного в рамках МИБ в 17 , экспериментальные данные хорошо описываются до углов рассеяния $\theta = 80^\circ$ и теоретические сечения занижены в задней полусфере. Был также проведен расчет в трехканальном приближении, соответствующие неупругие переходы указаны на схеме рис.5.



Оба состояния $|2_1^+\rangle$ и $|2_2^+\rangle$ рассматривались как смесь однофононного и двухфононного состояний /см. формулу /26//. Сплошная кривая на верхней части рис.2 соответствует следующему набору значений параметров/ $\beta_2(01) = \beta_2(12) = 0,18$; $\gamma_1 = 30^\circ$, $\beta_2(02) = 0,022$;

Рис.5. Схема неупругих переходов в трехканальном приближении.

$\gamma_2 = 20^\circ$. Качество описания экспериментальных данных примерно такое же, что и в двухканальном приближении. Штрих-пунктирная кривая изображает результат расчета, в котором $\beta_2(01) = \beta_2(12) = 0,18$; $\gamma_1 = 30^\circ$, а состояние $|2_2^+\rangle$ рассматривалось как чистое двухфононное состояние. Картина угловых распределений в задней полусфере качественно изменилась, но удовлетворительного описания экспериментальных данных достичь не удалось.

Проведенный анализ показывает, что структура состояния $|2_2^+\rangle$ не укладывается в представления вибронной модели с ангармонизмом. Предположение об отсутствии примеси однофононного состояния, так же как и предположение о большой примеси однофононного состояния, не приводит к удовлетворительному описанию сечения неупругого рассеяния в задней полусфере.

$|2_3^+\rangle$, $E_x = 3,04$ МэВ. Вычисления сечений неупругого рассеяния протонов с возбуждением этого состояния проводились по такой же схеме, как и для состояния $|2_2^+\rangle$. Штриховая кривая в нижней части рис.3 представляет результат расчета в двухканальном приближении ($0_1^+ \rightarrow 2_3^+$) при $\beta = 0,051$. Это значение параметра β хорошо согласуется со значением β , извлеченным из анализа неупругого рассеяния α -частиц с энергией 50 МэВ на ^{58}Ni 24 и несколько меньше значений β , полученных в других работах /см. табл.2/. Можно видеть хорошее описание экспериментальных угловых распределений во всем диапазоне углов, за исключением области углов вблизи $\theta = 90^\circ$. Небольшая примесь двухфононного состояния, учтенная в трехканальном приближении /сплошная кривая/, не ухудшает качества описания экспериментальных данных. В этом случае расчет проведен для следующего набора значений параметров/ $\beta_2(01) = \beta_2(13) = 0,18$; $\gamma_1 = 30^\circ$; $\beta_2(03) = 0,051$; $\gamma_3 = 30^\circ$. Наконец, штрих-пунктирная кривая показывает результат вычислений, в которых $\beta_2(01) = \beta_2(13) = 0,18$; $\gamma_1 = 30^\circ$, а состояние $|2_3^+\rangle$ рассматривалось как чистое двухфононное состояние. Как и в случае состояния $|2_2^+\rangle$, можно видеть расхождение как с предыдущими расчетами, так и с экспериментальными данными.

На основе проведенных вычислений можно утверждать, что в структуре состояния $|2_3^+\rangle$ доминирует однофононная компонента. Аналогичный вывод был также получен в работах $^{1, 23}$.

$|4_1^+\rangle$, $E_x = 2,46$ МэВ. Структура этого состояния исследовалась ранее в реакции неупругого рассеяния α -частиц при энергии 43 МэВ 28 и в реакции (^6Li , $^6\text{Li}'$) при энергии 71 МэВ 25 .

В первом случае был сделан вывод о примеси однофононной компоненты к этому состоянию, а во втором показано, что вклад однофононной компоненты составляет 47%. В настоящей работе угловое распределение неупруго рассеянных протонов с возбуждением состояния $|4_1^+\rangle$ хорошо воспроизводится в рамках двухканального

приближения с $\beta_4 = 0,096$ /сплошная кривая на верхней части рис.3/. Несколько лучшее описание экспериментальных сечений в задней полусфере получено в трехканальном приближении /штриховая линия/ для следующего набора значений параметров: $\beta_2(01) = \beta_2(14) = 0,18$; $\gamma_1 = 30^\circ$; $\beta_4 = 0,096$; $\gamma_4 = 10^\circ$. Значение параметра деформации $\beta_4 = 0,096$ хорошо согласуется с литературными данными /см.табл.2/. Расчеты, проведенные в трехканальном приближении в предположении о том, что $|4_1^+\rangle$ -состояние является чистым двухфононным, плохо воспроизводят экспериментальные сечения как по величине, так и по форме угловых распределений. Аналогичный вывод был получен в работах /1,23/.

Подводя итог анализу экспериментальных данных, можно сделать вывод о том, что нижние состояния ядра ^{58}Ni неудовлетворительно трактуются в рамках простой вибрационной модели: отсутствуют состояния двухфононного триплета, а состояние $|2_2^+\rangle$ неудовлетворительно описывается и в рамках вибрационной модели с ангармонизмом. Необходимо привлечение микроскопических представлений для описания структуры этих состояний.

Отметим ряд факторов, учет которых может улучшить описание экспериментальных данных в рамках полумикроскопического подхода. Во-первых, это может быть сделано за счет варьирования параметров мнимой части ОП /в частности, эти параметры могут быть различными для разных неупругих каналов/. Во-вторых, существенным может оказаться учет различий в распределении протонов и нейтронов в ядре, и, что особенно важно, учет различий в протонных и нейтронных переходных плотностях /29/. Наконец, представляет интерес выход за рамки модели Тасси для переходных плотностей и использование плотностей, построенных в полумикроскопических ядерных моделях.

Нами проведены также некоторые методические расчеты, часть результатов которых представлена на рис.4. В нижней его части штриховая линия изображает угловое распределение протонов в случае возбуждения состояния $|2_2^+\rangle$, вычисленное в трехканальном приближении в первом порядке вибрационной модели. Сплошная линия соответствует расчету во втором порядке вибрационной модели. Можно видеть, что учет членов второго порядка приводит к существенному изменению формы угловых распределений. В верхней части рис.4 изображены аналогичные результаты для состояния $|0_2^+\rangle / E_x = 2,94 \text{ МэВ}$ /. В этом случае существенно меняется не только форма угловых распределений, но и величина сечения. Однако экспериментальное сечение спадает значительно быстрее, чем теоретическое в предположении о двухфононной природе состояния $|0_2^+\rangle$.

§4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты и выводы работы:

1/ на основе полумикроскопического подхода развит полумикроскопический метод связанных каналов /ПМСК/ для описания рассеяния протонов низких энергий на ядрах;

2/ проведена модификация программы ECIS и осуществлена численная реализация ПМСК в случае описания рассеяния протонов с энергией 27,1 МэВ на ядре ^{58}Ni ;

3/ вычислены угловые распределения неупруго рассеянных протонов в случае возбуждения первых четырех состояний ядра ^{58}Ni и получено, в целом, хорошее описание экспериментальных угловых распределений без использования свободных параметров;

4/ параметры деформации находятся в хорошем согласии с литературными данными, полученными при изучении других процессов;

5/ исследована структура нижних состояний ^{58}Ni и установлено, что в состояниях $|2_1^+\rangle / E_x = 1,45 \text{ МэВ}$ /, $|2_3^+\rangle / E_x = 3,04 \text{ МэВ}$ / и $|4_1^+\rangle / E_x = 2,46 \text{ МэВ}$ / доминирует однофононная компонента, а состояние $|2_2^+\rangle / E_x = 2,77 \text{ МэВ}$ / не описывается в рамках вибрационной модели с ангармонизмом;

6/ показано, что роль принципа Паули существенна при формировании сечений неупругого рассеяния на большие углы, а эффекты второго порядка в значительной степени меняют форму угловых распределений во всем угловом диапазоне.

В заключение авторы благодарят Ю.В.Кангрополя и В.М.Шилова за полезное обсуждение вопросов, затронутых в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blok H.P. et al. Nucl.Phys., 1982, A386, p.61.
2. Fretwurst E. et al. In: Some Frontiers in Nuclear Physics. (Ed. by E.F.Hefner). ISBN 3-923471-00-9, Hannover, 1982, p.1.
3. Wienkl H., Blok H.P., Blok J. Nucl.Phys., 1983, A405, p.237.
4. Microscopic Optical Potential. Lect.Notes in Phys. Berlin-Heidelberg-New York, 1979, No.89.
5. Князьков О.М. В кн.: Сильные и слабые утверждения в ядерной спектроскопии и теории ядра. "Наука", М., 1981, с.126.
6. Князьков О.М., Некрасов А.А. ЯФ, 1983, 38, с.36.

7. Иванова С.П., Князьков О.М., Зрисанфов Ю.В. ОИЯИ, Р4-82-396, Дубна, 1982; ЯФ, 1983, 37, с.1429.
8. Tamura T. Rev.Mod.Phys., 1965, 37, p.679.
9. Князьков О.М., Максимачев Ю.В., Хрисанфов Ю.В. Тезисы докл. 34 Совещ. по ядерн.спектр. и структ.ат.ядра. "Наука", Л., 1984, с.424.
10. Князьков О.М. Тезисы докл. 34 Совещ. по ядерн.спектр. и структ.ат.ядра. "Наука", Л., 1984, с.324.
11. Soloviev V.G., Shirikova N.Yu. Z.Phys., 1981, A301, p.263.
12. Iachello F. Interacting Bose-Fermi Systems in Nuclei. (Ed. F.Iachello). Plenum Press, New York, 1981.
13. Schmid E.W., Wildermurth K. Nucl.Phys., 1961, 26, p.463.
14. Князьков О.М. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1984, 48, с.145.
15. De Jager C.W., de Vries H., de Vries C. Atom.Data and Nucl.Data Tables, 1974, 14, p.479.
16. Feshback H. Ann.Phys., 1958, 5, p.357.
17. Князьков О.М. Изв.АН СССР, сер.физ., 1974, 38, с.105.
18. Knyazkov O.M., Sorokin A.I. Ann.Phys.(Lpz.), 1974, 31, p.227.
19. Kocher D.C., Auble R.L. Nucl.Data Sheets, 1976, 19, p.445.
20. Stelson P.H., Grodzins L. Nucl.Data, 1965, A1, p.21.
21. Fricke M.P., Satchler G.R. Phys.Rev., 1965, B139, p.567.
22. Lingappa N., Greenless G.W. Phys.Rev., 1970, C2, p.1329.
23. Алхазов Г.Д. ЯФ, 1981, 34, с.691.
24. Javris O.N. et al. Nucl.Phys., 1967, A102, p.625.
25. Williamson C. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p.1344.
26. Алхазов Г.Д. Препринт ЛИЯФ, №753, Л., 1982.
27. Knyazkov O.M. In: Some Frontiers in Nuclear Physics. (Ed. by E.F.Hefter). ISBN 3-923471-00-9, Hannover, 1982, p.81.
28. Bzck B. Phys.Rev., 1962, 127, p.940.
29. Lombard R.M., Alkhazov G.D., Domchenkov O.A. Nucl.Phys., 1981, A360, p.233.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 августа 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

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 статус официальных публикаций ОИЯИ.

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 this new collection have the status of official publications of the JINR.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.



Князьков О.М., Кухтина И.Н.

P4-84-520

Применение полумикроскопического метода связанных каналов к описанию рассеяния протонов низких энергий на ядрах

Сформулирован полумикроскопический подход к описанию рассеяния протонов низких энергий на ядрах в рамках метода связанных каналов. Угловые распределения протонов, неупруго рассеянных ядром-мишенью ^{58}Ni , вычислены для энергии налетающих протонов $E_p = 27,1$ МэВ и возбужденных состояний ^{58}Ni $|2_1^+\rangle$, $|2_2^+\rangle$, $|4_1^+\rangle$ и $|2_3^+\rangle$. Получено хорошее описание экспериментальных данных, извлечены параметры деформации β_2 и β_4 , исследована фононная структура возбужденных состояний в ^{58}Ni . Изучается влияние принципа Паули, а также членов второго порядка по фононным операторам на угловые распределения неупруго рассеянных протонов.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Knyazkov O.M., Kuchkina I.N.

P4-84-520

Application of the Semimicroscopic Coupled Channel Method to Description of Low Energy Proton Scattering by Nuclei

A semimicroscopic approach to the description of scattering of low energy protons by nuclei is represented in the coupled-channel approximation. Angular distributions of 27.1 MeV protons inelastically scattered from ^{58}Ni target-nucleus were calculated for $|2_1^+\rangle$, $|2_2^+\rangle$, $|4_1^+\rangle$ and $|2_3^+\rangle$ excited states. A good description of the experimental data is obtained, deformation parameters β_2 and β_4 are extracted and the phonon structure of the excited states of ^{58}Ni nucleus is investigated. The effect of both the Pauli principle and the phonon operator second order terms on angular distributions of the inelastically scattered protons is studied.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984