

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

И 20

P4-87-700

С.П.Иванова, Р.Кабесас, Р.Педроса,
В.Ю.Пономарев

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ
НА ЯДРАХ СРЕДНЕГО АТОМНОГО ВЕСА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1987

1. Введение

Стандартному методу связанных каналов (МСК) присущ ряд недостатков. К ним относятся: наличие большого числа свободных параметров (параметры оптического потенциала, параметры деформации и другие), неучет эффектов антисимметризации, отсутствие связи с ядерными полумикроскопическими моделями.

В то же время интенсивно развиваются полумикроскопические подходы в теории ядра для описания свойств ядерной структуры: самосогласованная теория конечных ферми-систем [1], квазичастично-фононная модель (КФМ) [2], микроскопические варианты модели взаимодействующих бозонов и фермионов [3,4] и другие. Эти модели, как правило, применяются для анализа неупругих ядерных переходов, связанных с электромагнитными взаимодействиями. Представляет интерес использование ядерных полумикроскопических моделей для описания неупругого рассеяния нейтронов на ядрах. Такие возможности в рамках стандартной версии МСК отсутствуют.

В теории ядерных реакций широкое развитие получили полумикроскопические методы (метод резонирующих групп [5], метод функционала плотности энергии [6], фолдинг-модель [7-10] и другие), в которых, с одной стороны, устранены недостатки, присущие макроскопическому анализу экспериментальных данных по рассеянию, с другой - возможно применение полумикроскопических ядерных моделей для анализа механизма ядерных реакций.

Наибольшей простотой и универсальностью среди этих подходов обладает фолдинг-модель. Она основывается на построении оптического потенциала и формфакторов неупругих переходов с использованием эффективных нуклон-нуклонных сил и переходных ядерных плотностей, рассчитанных в рамках соответствующей микроскопической модели [11].

Такой подход успешно использовался в [12-13] на основе фолдинг-модели и формализма матрицы плотности с учетом многочастичных и обменных нуклон-нуклонных корреляций для случая сильной связи каналов. В [14,15] использовался для анализа неупругого рассеяния α -частиц и протонов с волновыми функциями КФМ.

В последнее время большой интерес вызывает проблема неупругого рассеяния нейтронов низких энергий в том энергетическом интервале, где дают равные вклады процессы, различные по своей природе: прямые реакции и реакции, идущие через стадию образования составного ядра. Поэтому микроскопическое исследование неупругих нейтронных сечений при этих энергиях является очень актуальным вопросом.

В данной работе разработан микроскопический подход для описания неупругого рассеяния нейтронов в сферических ядрах на основе квазичастично-фононной модели ядра. Рассчитаны все переходные ядерные плотности для схемы связи трех нижайших уровней для ядра ^{58}Ni , в том числе и для упругих переходов, ответственных за эффекты реориентации спина. Выполнены расчеты сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями в диапазоне от 1 до 3 МэВ. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными.

2. Основные положения

В фолдинг-модели потенциал нуклон-ядерного взаимодействия определяется следующим образом:

$$U_F(r) = \int \rho(r') V(r-r') dr' \quad (1)$$

где $\rho(r')$ - ядерные переходные плотности; V - потенциал эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия.

Для нахождения фолдинг - потенциала (1) построим сначала переходные ядерные плотности в рамках КФМ. В этой модели общий вид гамильтониана следующий [2]:

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

где H_{sp} - среднее поле нейтронной и протонной систем; H_{pair} - взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа; H_M и H_{SM} - сепарабельные мультипольные и спин-мультипольные силы, генерирующие ядерные возбуждения.

Этот гамильтониан преобразуется в представление квазичастиц посредством преобразования Боголюбова:

$$a_{jm}^+ = u_j \alpha_{jm}^+ + (-1)^{j-m} v_j \alpha_{j-m}, \quad (3)$$

где α_{jm}^+ , α_{jm} , a_{jm}^+ и a_{jm} - операторы рождения и уничтожения квазичастиц и частиц соответственно; u_j и v_j - коэффициенты преобразования Боголюбова.

Фононный оператор, описывающий элементарные коллективные возбуждения ядра, имеет вид

$$Q_{\lambda\mu}^+ = \sum_{jj'} \left\{ \Psi_{jj'}^{\lambda i} (\alpha_{jm}^+ \alpha_{j'm}^+)_{\lambda\mu} - (-1)^{\lambda-\mu} \Phi_{jj'}^{\lambda i} (\alpha_{j'm} \alpha_{jm})_{\lambda-\mu} \right\} \quad (4)$$

Здесь i - номер состояния с данным $\lambda\mu$.

Затем волновые функции однофононного состояния строятся как

$$Q_{\lambda\mu}^+ |0\rangle, \quad (5)$$

где волновая функция основного состояния $|0\rangle$ четно-четного ядра является фононным вакуумом.

Энергию $\omega_{\lambda i}$ однофононного состояния (5) и амплитуды $\Psi_{jj'}^{\lambda i}$ и $\Phi_{jj'}^{\lambda i}$

вычисляют, решая секулярное уравнение в рамках приближения случайных фаз [2]. Приближение, когда фононные возбуждения полагаются невзаимодействующими, часто оказывается слишком грубым, поэтому волновую функцию возбужденного состояния четно-четного ядра записывают в более сложном виде:

$$\psi_{\nu}(J\lambda M) = \left\{ \sum_i R_i(J\nu) Q_{JM i}^+ + \sum_{\lambda i} P_{\lambda i}^{\lambda i}(J\nu) \left[Q_{\lambda\mu i}^+ Q_{\lambda-\mu i}^+ \right]_{JM} \right\} |0\rangle, \quad (6)$$

где $R_i(J\nu)$ и $P_{\lambda i}^{\lambda i}(J\nu)$ - коэффициенты смешивания однофононных и двухфононных возбуждений соответственно.

В общем случае волновая функция (6) нормирована:

$$\sum_i [R_i(J\nu)]^2 + \sum_{\lambda i} \left[P_{\lambda i}^{\lambda i}(J\nu) \right]^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2} K^J(\lambda i, \lambda i | \lambda i, \lambda i) \right\} = 1. \quad (7)$$

Функция $K^J(\lambda i, \lambda i | \lambda i, \lambda i)$ появляется из-за учета принципа Паули [16].

Расчеты в этой работе были выполнены в квазибозонном приближении без учета принципа Паули. Для коллективных возбуждений в четно-четных сферических ядрах было показано [17], что учет принципа Паули несущественно изменяет результаты. В этом случае система основных уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} (\omega_{Ji} - \eta_{J\nu}) R_i(J\nu) + \sum_{\lambda i} U_{\lambda i}^{\lambda i}(J\nu) P_{\lambda i}^{\lambda i}(J\nu) &= 0 \\ \sum_{\lambda i} (\omega_{\lambda i} + \omega_{\lambda-\mu i} - \eta_{J\nu}) P_{\lambda i}^{\lambda i}(J\nu) + \sum_{\lambda i} U_{\lambda i}^{\lambda i}(J\nu) R_i(J\nu) &= 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где $U_{\lambda i}^{\lambda i}$ - матричные элементы взаимодействия одно- и двухфононных

состояний. Из условия существования нетривиального решения системы уравнений (8) получим секулярное уравнение для определения энергии $\eta_{j\nu}$ состояния с волновой функцией (6):

$$\text{FC}(\eta_{j\nu}) = \det \left| \left(\omega_{j\nu} - \eta_{j\nu} \right) \delta_{\lambda'\lambda''} - \sum_{\lambda''} \frac{U_{\lambda''\lambda'}^{\lambda_i}(\mathbf{J}, \mathbf{L}) U_{\lambda''\lambda'}^{\lambda_i}(\mathbf{J}, \mathbf{L})}{\omega_{\lambda''} + \omega_{\lambda''} - \eta_{j\nu}} \right| = 0. \quad (9)$$

Таким образом, подставив решения уравнения (9) в систему (8), можно получить значения структурных коэффициентов волновой функции (6) R и P при одно- и двухфононной части соответственно. Далее определим переходную плотность ядра

$$\rho(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{r} | \sum_k \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k) | \psi \rangle. \quad (10)$$

Для этого разложим δ -функцию в ряд по сферическим гармоникам. Тогда переходные ядерные плотности выражаются:

$$\rho_{\lambda\mu}(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda\mu} c_{\lambda} \rho_{\lambda}(\mathbf{r}) \langle \mathbf{J}_i M_i \lambda \mu | \mathbf{J}_i M_i \rangle (-i)^{\lambda} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi). \quad (11)$$

где

$$c_{\lambda} \rho_{\lambda}(\mathbf{r}) = \langle \mathbf{J}_i | \sum_k r_k^{-2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k) i^{\lambda} Y_{\lambda}(\theta_k, \varphi_k) | \mathbf{J}_i \rangle. \quad (12)$$

Нормировочный коэффициент c_{λ} равен $c_0 = \sqrt{4\pi}$ и $c_{\lambda} = 1$ (при $\lambda \neq 0$).

Обозначим одночастичный оператор, находящийся в матричном элементе (12), как:

$$\hat{T}_{\lambda\mu} = \sum_k r_k^{-2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_k) i^{\lambda} Y_{\lambda}(\theta_k, \varphi_k). \quad (13)$$

В представлении вторичного квантования он выражается:

$$\hat{T}_{\lambda\mu} = \sum_{j j'} \langle \mathbf{J} | \hat{T}_{\lambda} | \mathbf{J}' \rangle \sum_{m m'} (-1)^{j+m'} c_{j m j' - m'} | \lambda \mu \rangle a_{j m}^{\dagger} a_{j' m'}. \quad (14)$$

Приведенный матричный элемент $\langle \mathbf{J} | \hat{T}_{\lambda} | \mathbf{J}' \rangle$ можно вычислить, если представить одночастичную волновую функцию как

$$| j m \rangle \equiv | n \ell j m \rangle = R_j(r) \sum_{m_{\ell} m_s} \langle \ell m_{\ell} s m_s | j m \rangle i^{\ell} Y_{\ell m_{\ell}}(\theta, \varphi) \chi_{m_s}, \quad (15)$$

где $R_j(r)$ - радиальные одночастичные волновые функции.

Таким образом, получается следующее выражение:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{J} | \hat{T}_{\lambda} | \mathbf{J}' \rangle &= -(-1)^{\lambda-j-\frac{1}{2}} i^{\ell+\lambda-\ell} \frac{\hat{j} \hat{j}'}{\sqrt{4\pi} \hat{\lambda}} c_j \frac{1}{2} r^{-\frac{1}{2}} | \lambda 0 \rangle \times \\ &\times R_j^*(r) R_{j'}(r) \left[1 + (-1)^{\ell-\ell+\lambda} \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь и далее использовалось обозначение $\hat{I} = \sqrt{2I+1}$.

Переходя к представлению квазичастиц посредством преобразования (3), а потом к представлению фононов, получаем следующее выражение для оператора (13):

$$\begin{aligned} \hat{T}_{\lambda\mu} &= \sum_{j j'} \langle \mathbf{J} | \hat{T}_{\lambda} | \mathbf{J}' \rangle \left\{ \frac{1}{2} U_{j j'}^{(+)} \sum_{\lambda\mu} \left[\Psi_{j j'}^{\lambda_i} + \Phi_{j j'}^{\lambda_i} \right] \left[Q_{\lambda\mu}^{\dagger} + (-1)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda-\mu} \right] + \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} V_{j j'}^{(-)} \left[B_{j j'}(\lambda\mu) + (-1)^{j-j'+\lambda} B_{j j'}(\lambda\mu) \right] + \delta_{j j'} \delta_{\lambda 0} \hat{j} V_j^z \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$B_{j j'}(\lambda\mu) = \sum_{m m'} (-1)^{j+m'} c_{j m j' - m'} \alpha_{j m}^{\dagger} \alpha_{j' - m'}. \quad (18)$$

$$U_{j j'}^{(+)} = U_j V_{j'} + V_j U_{j'}; \quad V_{j j'}^{(-)} = U_j U_{j'} - V_j V_{j'}.$$

Подставив (17) в (12), получим выражение ядерной переходной плотности для следующих переходов [15]:

1) Основное состояние

$$\rho_0(r) = \frac{1}{4\pi} \sum_j (2j+1) |R_j(r)|^2 v_j^2 \quad (19)$$

2) Основное - однофононное

$$\rho_\lambda(r) = \sum_{jj'} \langle j || \hat{T}_\lambda || j' \rangle \frac{1}{2} U_{jj'}^{(+)} \left(\Psi_{jj'}^{\lambda i} + \Phi_{jj'}^{\lambda i} \right) \quad (20)$$

3) Однофононное - однофононное

$$c_\lambda \rho_\lambda(r) = \rho_0(r) \delta_{\lambda 0} \sqrt{4\pi} -$$

$$- \sum_{\substack{jj' \\ j''i}} \langle j || \hat{T}_\lambda || j' \rangle v_{jj''}^{(-)} \hat{\lambda} \hat{\lambda} \left\{ \begin{matrix} \lambda & j' & j \\ j & j'' & i \end{matrix} \right\} \left[\Psi_{jj''}^{j' i} + \Phi_{jj''}^{j' i} \right] \quad (21)$$

4) Основное состояние - состояние (7) (смесь одно- и двухфононных конфигураций)

$$\rho_j(r) = \sum_{j'j''} \langle j || \hat{T}_j || j' \rangle \left[\frac{1}{2} U_{j'j''}^{(+)} \sum_i R_i(j'j'') \left(\Psi_{j'j''}^{j i} + \Phi_{j'j''}^{j i} \right) - \right. \quad (22)$$

$$\left. - \sum_{\substack{\lambda \lambda' i \\ i' j}} P_{\lambda' i' i}^{\lambda i}(j'j'') v_{j'j''}^{(-)} \hat{\lambda} \hat{\lambda}' \left\{ \begin{matrix} \lambda & \lambda' & j \\ j & j' & i \end{matrix} \right\} \left(\Psi_{j'j''}^{\lambda' i} + \Phi_{j'j''}^{\lambda' i} \right) \right]$$

5) Однофононное состояние - состояние (7) (смесь одно- и двухфононных конфигураций)

$$\rho_\lambda(r) = \sum_{j'j''} \langle j || \hat{T}_\lambda || j' \rangle \left[\frac{1}{2} U_{j'j''}^{(+)} \sum_i P_{\lambda i}^{\lambda' i}(j'j'') \left(\Psi_{j'j''}^{\lambda' i} + \Phi_{j'j''}^{\lambda' i} \right) - \right. \quad (23)$$

$$\left. - \sum_{\substack{jj' \\ i' j}} R_i(j'j'') v_{j'j''}^{(-)} \hat{\lambda} \hat{\lambda}' \left\{ \begin{matrix} j & \lambda & \lambda' \\ j & j' & i \end{matrix} \right\} \left(\Psi_{j'j''}^{j i} + \Phi_{j'j''}^{j i} \right) \right]$$

6) Состояние типа (7) - состояние того же типа

$$c_\lambda \rho_\lambda(r) = \sum_{\substack{ii' \\ j'j''}} R_i(j'j'') R_{i'}(j'j'') \left[- \sum_{\substack{jj' \\ j''}} \langle j || \hat{T}_\lambda || j' \rangle \hat{j} \hat{\lambda} \left\{ \begin{matrix} \lambda & j' & j \\ j & j' & j'' \end{matrix} \right\} \times \right. \\ \times \left(\Psi_{jj''}^{j' i} + \Phi_{jj''}^{j' i} + \Psi_{jj''}^{j' i'} + \Phi_{jj''}^{j' i'} \right) + \rho_0(r) \delta_{\lambda 0} \sqrt{4\pi} \left. \right] + \\ + 2 \sum_{\substack{\lambda' i' \\ \lambda'' i'' \\ \lambda_1 i_1}} P_{\lambda' i' i'}^{\lambda'' i''}(j'j'') P_{\lambda_1 i_1}^{\lambda' i'}(j'j'') (-1)^{j+j'} \left\{ \begin{matrix} j' & j & \lambda \\ \lambda_1 & \lambda'' & \lambda' \end{matrix} \right\} \left[\rho_0(r) \delta_{\lambda 0} \sqrt{4\pi} - \right. \\ \left. - \sum_{\substack{jj' \\ j''}} \langle j || \hat{T}_\lambda || j' \rangle v_{jj''}^{(-)} \hat{\lambda} \hat{\lambda}_1 \left\{ \begin{matrix} \lambda & j' & j \\ j & \lambda_1 & \lambda'' \end{matrix} \right\} \left(\Psi_{jj''}^{\lambda'' i'} + \Phi_{jj''}^{\lambda'' i'} + \Psi_{jj''}^{\lambda'' i''} + \Phi_{jj''}^{\lambda'' i''} \right) \right] + \\ + \sum_{\substack{jj' \\ j''i}} \langle j || \hat{T}_\lambda || j' \rangle U_{jj''}^{(+)} \sum_{i'} \left[R_{i'}(j'j'') P_{j' i' i'}^{\lambda i}(j'j'') \left(\Psi_{j' i' j''}^{\lambda i} + \Phi_{j' i' j''}^{\lambda i} \right) + \right. \\ \left. + R_{i'}(j'j'') P_{j' i' i'}^{\lambda' i'}(j'j'') \left(\Psi_{j' i' j''}^{\lambda' i'} + \Phi_{j' i' j''}^{\lambda' i'} \right) \right] \quad (24)$$

Для численного расчета переходных плотностей была использована программа, как и в работе [15]. В ней были сделаны модификации для учета эффекта реориентации.

С помощью микроскопически рассчитанных ядерных плотностей (19)-(24) и выбранного нуклон-нуклонного взаимодействия можно построить формфакторы неупругих переходов.

Таким образом, выражение (1) для фолдинг-потенциала представляется:

$$U_F(r) = \sum_\lambda \langle J_i M_i \lambda \mu | J_f M_f \rangle c_\lambda U_\lambda(r) \left[e^{\lambda} Y_{\lambda \mu}(r) \right]^* \quad (25)$$

где

$$U_{\lambda}(kr) = \frac{1}{2\pi^2} \int k^2 dk j_{\lambda}(kr) \tilde{\rho}_{\lambda}(k) \tilde{V}(k) \quad (26)$$

$$\tilde{\rho}_{\lambda}(k) = 4\pi \int r^2 dr j_{\lambda}(kr) \rho_{\lambda}(r) \quad (27)$$

$$\tilde{V}(k) = 4\pi \int r^2 dr j_0(kr) V(r) \quad (28)$$

В качестве эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия возьмем так называемое МЗУ-взаимодействие типа Рейда, исходя из соображений о том, что элементы G-матрицы рассеяния нуклона на связанном нуклоне в ядре очень близки к матричным элементам (N-N)-взаимодействия между связанными нуклонами [18], причем последние рассчитываются на осцилляторном базисе.

В таком приближении МЗУ-взаимодействие аппроксимируется в виде суммы юкавских членов. Для прямой части взаимодействия оно выражается:

$$V_{NN}(r) = \left[7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} \right] \text{ МэВ} \quad (29)$$

Для расчетов с этим видом взаимодействия обменный член, ответственный за антисимметризацию между налетающим нуклоном и нуклонами в ядре мишени, обычно берется в виде псевдопотенциала нулевого радиуса [19]:

$$V_{NN}^{exc}(r) = -276 (1 - 0.005 E) \delta(r) \quad (30)$$

где E-энергия налетающего нуклона.

3. Рассеяние нейтронов на ядре ^{58}Ni

Рассмотрим рассеяние нейтронов при энергиях в интервале от 1,5 до 3 МэВ на ядре ^{58}Ni .

При этих энергиях могут возбуждаться до шести уровней ядра-мишени:

_____	0_2^+ (2,942 МэВ)
_____	1^+ (2,902 МэВ)
_____	2_2^+ (2,776 МэВ)
_____	4^+ (2,459 МэВ)
_____	2_1^+ (2,454 МэВ)
_____	0

Центральную часть оптического потенциала выбираем микроскопически в виде фолдинг-потенциала, определенного уравнением (25). При учете переходных ядерных плотностей были взяты все возможные переходы между первыми тремя связанными состояниями. Решая систему уравнений (8) для мультипольности 2 и 4, мы получили, что в ^{58}Ni состояние 2_1^+ является практически чисто однофононным состоянием, а в состояние 4_1^+ примерно равный вклад дают однофононная и двухфононная конфигурации, состояние 2_1^+ считалось чисто однофононным, а состояние 4_1^+ -смесью одно- и двухфононного состояний. Мнимый потенциал поверхностного поглощения и спин-орбитальный потенциал были взяты феноменологически. Мнимая часть потенциала считалась деформированной, с параметром динамической деформации β_2 , определяемым из экспериментальных значений $V(E)$ [20].

Исходными оптическими параметрами взяты те, которые в феноменологических расчетах лучше согласуются с экспериментом [21].

Для расчетов компаундных сечений использован экспериментальный спектр ядра ^{58}Ni .

Компаундные сечения вычислены по статистической теории Хаузера-

Фешбаха с поправками Молдауэра на корреляции, связанные с присутствием прямых переходов [22]. Необходимо отметить, что при расчете компаундных сечений для состояний 0^+ , 2_1^+ и 4_1^+ были использованы те же коэффициенты прилипания, что и для прямых переходов со связью каналов, которые, в свою очередь, содержат микроскопическую информацию о структуре ядра через фолдинг-потенциал. Поэтому можно считать, что в этом смысле расчеты самосогласованы: как прямые, так и компаундные сечения рассчитаны с одним и тем же потенциалом.

Однако в этом подходе есть и некая непоследовательность, связанная с тем, что мнимая и спин-орбитальная части оптического потенциала учитывались феноменологически. В принципе можно было бы использовать эффективное (N-N) спин-орбитальное взаимодействие Бертча [18], чтобы построить спин-орбитальный фолдинг-потенциал, но это значительно осложнило бы расчеты. Наша главная цель — исследовать центральную часть потенциала, поскольку она играет существенную роль при неупругом рассеянии нейтронов.

Ясно, что при добавлении реального фолдинг-потенциала оптические феноменологические параметры перестанут быть оптимальными, поэтому была произведена новая подгонка к эксперименту.

Процедура подгонки параметров проведена на разных шагах. Сначала для энергии 1,5 МэВ, для которой преобладает упругое рассеяние, изменяли параметры спин-орбитальной части потенциала V_{so} , R_{so} и a_{so} ; потом, зафиксировав наилучшие, подгоняли параметры мнимой части потенциала W_d , R_v и a_v . Полученный таким образом оптимальный набор параметров V_{so} , R_{so} , a_{so} , R_v и a_v был использован в расчетах для других энергий. Затем проводили подгонку коэффициентов нормировки $N_{l \rightarrow l}^\lambda$, формфакторов различных переходов. При этом мы заметили, что коэффициенты $N_{0 \rightarrow 0}^0$, $N_{2 \rightarrow 2}^2$ и $N_{2 \rightarrow 2}^4$ слабо

меняются при подгонке, поэтому на последнем этапе окончательно подбирали $N_{0 \rightarrow 0}^0$, $N_{2 \rightarrow 2}^0$ и W_d для различных энергий.

Полученные параметры и значения χ^2 для упругого канала приводятся в следующих таблицах.

ТАБЛИЦА 1. Набор параметров, используемых для всех E_n

V_{so} (МэВ)	R_{so} (ферми)	a_{so} (ферми)	R_v (ферми)	a_v (ферми)	$N_{0 \rightarrow 2}^2$	$N_{2 \rightarrow 2}^2$	$N_{2 \rightarrow 2}^4$
7,5	1,27	0,65	1,14	0,58	1,0	1,0	1,0

ТАБЛИЦА 2. Набор параметров, используемых для каждой энергии, и значение χ^2

E (МэВ)	W_d (МэВ)	$N_{0 \rightarrow 0}^0$	$N_{2 \rightarrow 2}^0$	χ^2
1,5	4,715	1,063	1,337	13,68
2,0	4,920	1,092	1,128	13,71
2,5	5,050	1,093	1,418	11,73
3,0	5,250	1,141	1,213	21,87

Как видно из таблицы 2, значение коэффициентов нормировки во всех случаях близко к единице. Это подтверждает правильность использованной модели.

Результаты вычисления упругих дифференциальных и интегральных сечений и их сравнение с экспериментальными данными показаны на рисунках 1 и 2 соответственно. Пунктирная кривая — это расчеты по феноменологической вибронной модели; сплошная кривая — это расчеты по микроскопической модели. В общем, достигается хорошее согласие с экспериментом для энергий 1,5, 2 и 2,5 МэВ. При энергии 3 МэВ расчеты оказываются заниженными на больших углах. Такое

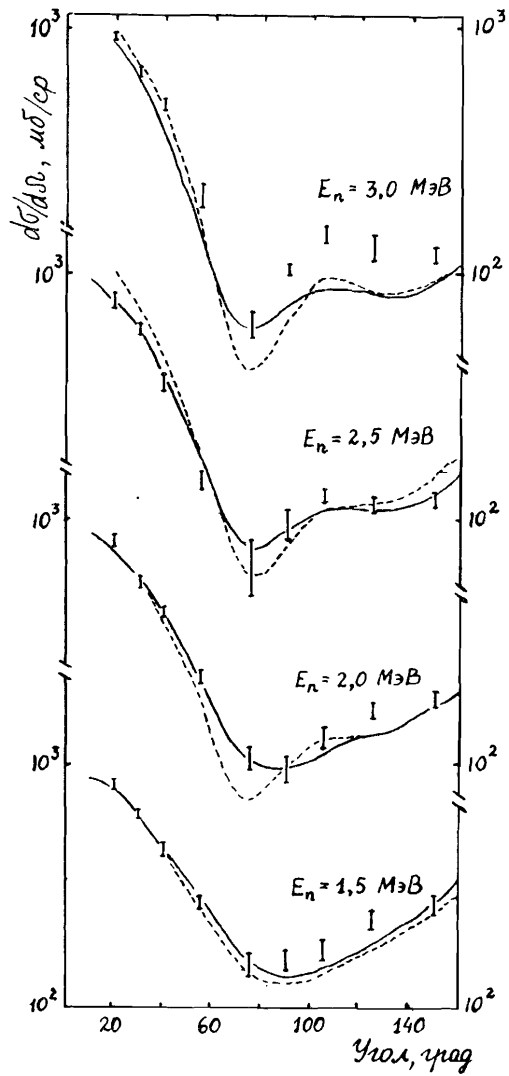


Рис.1.

Упругие дифференциальные сечения на ^{58}Ni при $E_n = 1,5, 2,0, 2,5$ и $3,0$ МэВ. Сплошная кривая - микроскопические расчеты; пунктирная кривая - феноменологические расчеты. Эксперименты из [22].

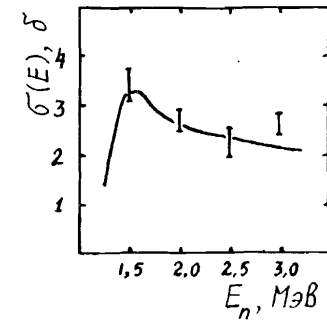


Рис.2.

Интегральное упругое и неупругое Σ_1^+ сечения на ^{58}Ni . Сплошная кривая - микроскопический расчет. Эксперименты взяты из [22].

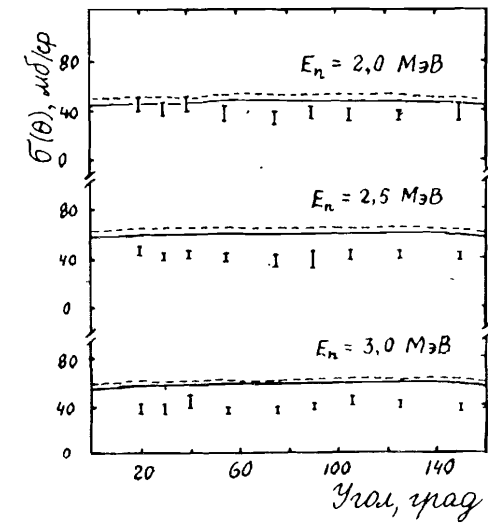


Рис.3.

Дифференциальные неупругие Σ_1^+ сечения на ^{58}Ni . Сплошная кривая - микроскопический расчет. Эксперименты из [22].

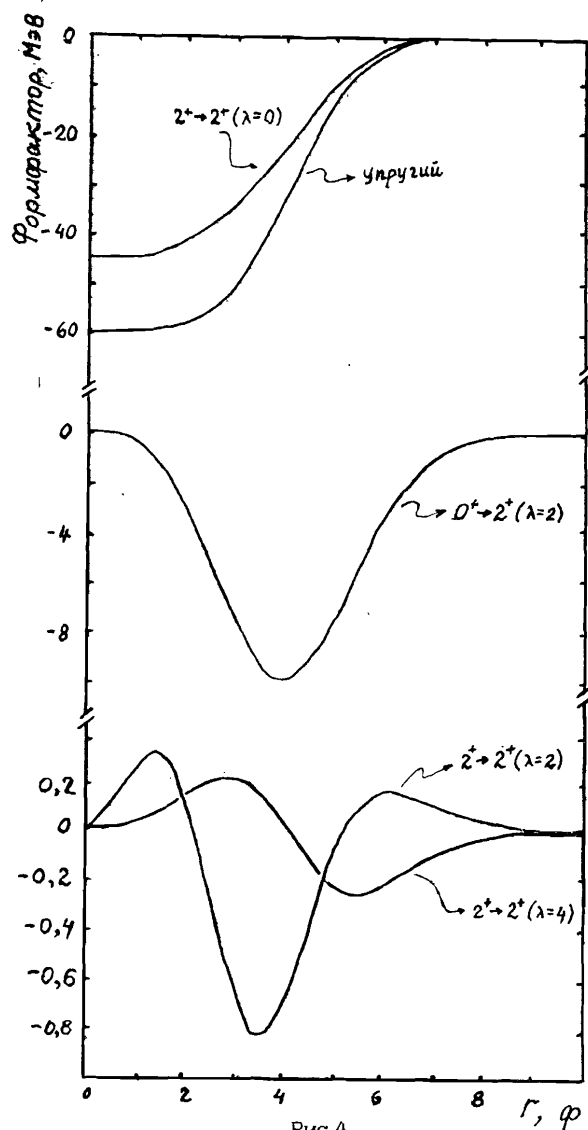


Рис.4.

Микроскопические формфакторы для упругого и неупругих переходов:

$0^+ \rightarrow 2^+(\lambda=0)$, $2^+ \rightarrow 2^+(\lambda=0)$, $2^+ \rightarrow 2^+(\lambda=2)$ и $2^+ \rightarrow 2^+(\lambda=4)$.

рассогласование может быть вызвано тем, что при этой энергии уже открывается большее число (до шести) каналов, что не было учтено при подгонке параметров. На рисунке 3 показаны результаты расчетов для неупругих дифференциальных сечения. Хотя качественно теоретические кривые описывают эксперимент, они превышают экспериментальные точки на 10-20%. Подгонка оптических параметров и изменение коэффициентов нормировки формфакторов в разумных пределах не позволяют достичь хорошего согласия. Сходные результаты получаются и при феноменологических расчетах. На рисунке 4 показано поведение упругих и неупругих микроскопических формфакторов для разных переходов с определенной мультипольностью.

4 Заключение

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

- Механизм неупругого рассеяния нейтронов при низких энергиях можно удовлетворительно описать в рамках развитого микроскопического подхода построения фолдинг-потенциала на основе эффективных нуклон-нуклонных сил и переходных плотностей, вычисленных с помощью КФМ.

- Такой подход является более последовательным, чем феноменологический, так как он содержит более богатую информацию о структуре ядра.

Литература

1. Khodel V. A. - Phys. Rep., 1982, 92, No. 5, 183.
2. Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1978, т.9, 580.

Малов Л.А., Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1980, 11, 301.

Вдовин А.И., Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1983, 14, 237.

Воронцов В.В., Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1983, 14, 1380.

Вдовин А.И. и др. - ЭЧАЯ, 1985, 16, 245.

3. Janssen D., Donau F., Frauendorf S., Joles R.V. -Nucl. Phys., 1971, A172, , 145.
4. Iachello F. Interacting Bose-Fermi System in Nuclei. -N.Y., Plenum Press, 1981.
5. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра. М.: Мир, 1980.
6. Lombard R.J.-Ann. Phys., 1973, 77, 380.
7. Greenless G.W., Pyle G.J. Tang Y.C. -Phys. Rev., 1968, 171, 1115.
8. Sinha B.C.-Phys. Rep., 1975, 20С, 1.
9. Князьков О.М. В кн.: Сильные и слабые утверждения в ядерной спектроскопии и теории ядра. М.: Наука, 1981, с.116.
10. Князьков О.М.-ЭЧАЯ, 1986, 17, 318.
11. Satchler G.R. Direct Nuclear Reactions, Oxford, Clarendon Press, 1963.
12. Князьков О.М., Некрасов А.А.-ЯФ, 1983, 38, 36.
13. Иванова С.П., Князьков О.М., Хрисанфов Д.В.-ЯФ, 37, 1428.
14. Dao Tien Khoa, Knyazkov O.M. JINR, E4-86-755, Dubna, 1986.
15. Дао Тиен Кхоа, Кухтина И.Н., Пономарев В.П. ОИЯИ, P4-85-720, Дубна, 1985.
16. Воронов В.В., Соловьев В.Г.-ТМФ, 1983, 57, 75.
17. Соловьев В.Г., Стоянов Ч., Николаева Р.-Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, т.47, вып.11, с.2082-2088.
18. Bertsch G., Borysowicz J., Mcmanus H. et al. -Nucl. Phys., 1977, A284, 399.
19. Love W.G., Owen L.W.-Nucl. Phys., 1975, A239, 74.
20. Raman S. et al. Atomic Data & Nucl. Data Tables, 1987, 36,1.
21. Корж И.А.-Вопр. ат. науки и техн., сер: яд. конст., 1985, 4, 61.
22. Корж И.А. и др. -Укр. Физ. Журн., 1977, 22, 112.

Рукопись поступила в издательский отдел

18 сентября 1987 года

Иванова С.П. и др.

P4-87-700

Полумикроскопическое описание неупругого рассеяния нейтронов на ядрах среднего атомного веса

В рамках квазичастично-фононной модели ядра (КФМ) развит формализм полумикроскопического описания рассеяния нейтронов низких энергий на сферических ядрах. Потенциал взаимодействия нейтрон-ядро строится в форме фолдинг-потенциала на основе ядерных переходных плотностей КФМ и эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия МЗУ. Выполнены расчеты прямых и компаундных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов при энергиях от 1,5 до 3,0 МэВ на ^{58}Ni . Получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Ivanova S.P. et al.

P4-87-700

Semimicroscopical Description of Neutron Inelastic Scattering in Medium-Atomic Nuclei

An approach to quasiparticle-phonon model (QPM) of nucleus semimicroscopical description of neutron inelastic scattering in spherical nuclei is developed. The interaction potential between neutron-nucleus is derived from the M3Y effective nucleon-nucleon-interaction and transition nuclear densities. The direct and compound elastic and inelastic cross sections at energies from 1.5 to 3.0 MeV on ^{58}Ni have been calculated in agreement with experimental data.

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