

EF

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

5118/2-81

19/x-81
P4-81-527

В.Г.Соловьев, Ч.Стойнов

ОПИСАНИЕ
РАДИАЦИОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ
В НЕЧЕТНЫХ А СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Направлено в "Nuclear Physics"

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению радиационных силовых функций для γ -переходов с нейтронных резонансов на низколежащие состояния атомных ядер посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ^{/1-6/}. При изучении радиационных силовых функций четко проявляются нестатистические эффекты^{/8-10/}. Впервые Грошев с сотрудниками^{/11/} показали, что в $(\nu\gamma)$ реакциях на тепловых нейтронах интенсивные γ -переходы идут на низколежащие состояния с большими спектроскопическими факторами.

Большое влияние на изучение радиационных силовых функций оказала валентная модель^{/1,12/}. Согласно этой модели, имеются общие компоненты волновых функций нейтронных резонансов для захвата нейтрона и испускания γ -кванта. Поэтому должны наблюдаться корреляции между нейтронными Γ_n и радиационными Γ_γ ширинами. Более того, зная Γ_n , можно вычислить парциальные ширины для γ -переходов на низколежащие состояния с большими одноквазичастичными компонентами. Эта модель наиболее хорошо работает в областях максимумов $3v$, $3r$ и $4s$ волновых нейтронных силовых функций.

При резонансном захвате нейтрона, кроме валентного, рассматриваются механизмы выходных состояний^{/5,13/}. В ряде работ показано, что валентная модель недостаточна и что следует использовать более сложные волновые функции состояний, между которыми идет γ -переход. Действительно, если низколежащее состояние нечетного A ядра рассматривать как одноквазичастичное, то на него кроме валентных переходов могут идти переходы с трехквазичастичных и квазичастица плюс фонон компонент волновых функций нейтронных резонансов. В^{/14/} показано, что компоненты квазичастица плюс фонон волновых функций оказывают значительное влияние на вероятности γ -переходов. При вычислении радиационных силовых функций используются оптическая модель, частично-вибрационная модель входных состояний и канальная теория захвата^{/13-16/}. В^{/17/} рассчитаны энергии тех трехквазичастичных состояний, с которых могут идти $E1$ -переходы на низколежащие состояния. Сделано утверждение, что валентная модель применима в тех случаях, когда вблизи энергии связи нейтрона V_n нет трехквазичастичных состояний, с которых идут сильные $E1$ -переходы на низколежащие состояния.

В рамках квазичастично-фононной модели ядра^{/18/} вычисляются отдельные свойства сферических и деформированных ядер в широком интервале энергий возбуждения. Результаты расчетов нейтронных силовых функций^{/19-21/} находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Получено удовлетворительное описание радиационных E1- и M1-силовых функций для переходов на основные состояния четно-четных сферических ядер^{/22/}. Рассчитана фрагментация одноквазичастичных и квазичастица плюс фонон состояний в сферических ядрах^{/23,24/}. Эти расчеты могут служить основанием для вычисления парциальных радиационных силовых функций для γ -переходов с нейтронных резонансов на одноквазичастичные низколежащие состояния.

В данной работе получим выражение для силовых функций парциальных γ -переходов с нейтронных резонансов на одноквазичастичные состояния нечетных A сферических ядер. Полученные формулы применим к описанию E1- и M1-переходов в ⁵⁵Fe и ^{59,61}Ni. Обсудим роль валентных переходов.

2. МОДЕЛЬ

Гамильтониан в квазичастично-фононной модели ядра включает потенциал среднего поля протонов и нейтронов, спаривательное взаимодействие сверхпроводящего типа и сепарабельные изоскалярные и изовекторные мультипольные и спин-мультипольные силы. Мультипольные силы используются для получения однофононных состояний с моментами и четностями $\lambda^\pi = 1^-, 2^+, 3^-, \dots, 7^-$, спин-мультипольные силы - для получения однофононных состояний с $L^\pi = 1^+, 2^-, 3^+, \dots, 6^-$. Рассчитывая энергии и структуру фононов, мы предполагаем, что каждый тип фононов генерируется только одним типом сил, а именно тем, который соответствует произведению операторов соответствующего электромагнитного перехода. Гамильтониан модели, записанный через операторы рождения и уничтожения квазичастиц ($\alpha_{jm}^+, \alpha_{jm}^-$) и фононов ($Q_{\lambda\mu i}^+, Q_{\lambda\mu i}^-$), а также секлярное уравнение для определения энергий $\omega_{\lambda i}$ RPA-фононов, приведены в^{/23/}.

Волновую функцию высоковозбужденного состояния нечетного сферического ядра возьмем в виде

$$\Psi_\nu(JM) = C_{JM} \left[\alpha_{JM}^+ + \sum_{\lambda ij} D_j^{\lambda i}(J\nu) [\alpha_{jm}^+ Q_{\lambda\mu i}^+]_{JM} + \right. \\ \left. + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{jI}^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}(J\nu) [\alpha_{jm}^+ [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{IM'}]_{JM} \right] \Psi_0 \quad /2.1/$$

с условием нормировки

$$\langle \Psi_\nu^*(JM) \Psi_\nu(JM) \rangle = C_{JM}^2 \left[1 + \sum_{\lambda ij} (D_j^{\lambda i}(J\nu))^2 + 2 \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} (P_{jI}^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2})^2 \right] = 1. \quad /2.2/$$

Уравнения для энергий $\eta_{j\nu}$ и коэффициентов $D_j^{\lambda_1}$ имеют вид

$$\mathcal{F}(\eta_{j\nu}) = \epsilon_j - \eta_{j\nu} - \sum_{\lambda_{1j}} \Gamma(J\lambda_1) D_j^{\lambda_1}(\nu) = 0, \quad /2.3/$$

$$\begin{aligned} & \sum_{\lambda_{1j}} D_j^{\lambda_1}(\nu) \left[(\epsilon_j + \omega_{\lambda_1} - \eta_{j\nu} - \sum_{\lambda_{2j} i_{2j}} \frac{\Gamma^2(jj_2 \lambda_2 i_2)}{\epsilon_{j_2} + \omega_{\lambda_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} - \eta_{j\nu}}) \times \right. \\ & \times \delta_{\lambda \lambda_1} \delta_{i_1 i_1} \delta_{j j_1} + \sum_{j_3} \frac{\Gamma(j_3 j_1 \lambda_1) \Gamma(j_3 \lambda_1 i_1)}{\epsilon_{j_3} + \omega_{\lambda_1} + \omega_{\lambda_1 i_1} - \eta_{j\nu}} [(2j_1 + 1)(2j + 1)]^{1/2} \left\{ \begin{matrix} \lambda & j_3 & j_1 \\ & \lambda_1 & j \end{matrix} \right\} - \\ & \left. - \frac{1}{2} \sum_{\lambda_2 i_2 \lambda_3 i_3} \frac{U_{\lambda_3 i_3}^{\lambda_2 i_2}(\lambda_1 i_1) U_{\lambda_3 i_3}^{\lambda_2 i_2}(\lambda_1 i)}{\epsilon_{j_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} + \omega_{\lambda_3 i_3} - \eta_{j\nu}} \delta_{\lambda \lambda_1} \delta_{j j_1} \right] = \Gamma(J j_1 \lambda_1 i_1). \quad /2.4/ \end{aligned}$$

Здесь $\Gamma(J\lambda_1)$ для мультипольных фононов имеет следующий вид:

$$\Gamma(J\lambda_1) = 2^{-1/2} \left(\frac{2\lambda + 1}{2J + 1} \right)^{1/2} \Gamma_{Jj}^{\lambda} v_{j_1}^{(-)} / \psi_r^{\lambda_1}, \quad /2.5/$$

где $\Gamma_{j_1 j_2}^{\lambda}$ - приведенный одночастичный матричный элемент мультипольного оператора $\Gamma^{\lambda} \Psi_{\lambda \mu}(\theta \phi)$; $v_{j_1 j_2}^{(\pm)} = u_j u_{j'} \pm v_j v_{j'}$, где u_j, v_j - коэффициенты преобразования Боголюбова; ϵ_j - энергии одноквазичастичных состояний. Явный вид $\psi_r^{\lambda_1}$ дан в /23/, индекс r определяется системой, нейтронной или протонной, к которой принадлежит квазичастица a_{jM}^+ . Вид $\Gamma(J\lambda_1)$ для спин-мультипольных фононов выводится из /2.5/ путем замены матричных элементов $\Gamma_{j_1 j_2}^{\lambda}$ на приведенные матричные элементы спин-мультипольного оператора $\Gamma_{j_1 j_2}^{\lambda L} = \langle j_1 || \Gamma^{\lambda} [\vec{\sigma} \Psi_{\lambda \mu}(\theta \phi)]_{LM} || j_2 \rangle$ и $v_{j_1 j_2}^{(-)}$ на $v_{j_1 j_2}^{(+)}$.

Уравнение /2.4/ отличается от соответствующего уравнения в /23/ членами, содержащими $U_{\lambda_3 i_3}^{\lambda_2 i_2}(\lambda_1)$. В /2.4/ опущены интерференционные члены, пропорциональные $U \cdot \Gamma$, вклад которых невелик. Функция $U_{\lambda_3 i_3}^{\lambda_2 i_2}(\lambda_1)$ равна

$$U_{\lambda_3 i_3}^{\lambda_2 i_2}(\lambda_1) = \langle \Psi_0^* Q_{\lambda_1 i_1} N_{qph} [Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ Q_{\lambda_3 \mu_3 i_3}^+]_{\lambda \mu} \Psi_0 \rangle, \quad /2.6/$$

где N_{qph} описывает взаимодействие квазичастиц с фононами. Явный вид $U_{\lambda_3 i_3}^{\lambda_2 i_2}(\lambda_1)$ дан в /25/. Члены уравнения /2.4/, содержащие $U_{\lambda_3 i_3}^{\lambda_2 i_2}(\lambda_1)$, оказывают слабое влияние на фрагментацию одноквазичастичных состояний. Поэтому они опущены в /23/. Однако эти члены нужно учитывать при вычислении фрагментации состояний

квазичастица плюс фонон. Функции $U_{\lambda_3 \lambda_2 \lambda_1}^{212}(\lambda_i)$ ответственны за фрагментацию однофононных состояний в четно-четных ядрах.

В²⁶ изучено влияние принципа Паули на фрагментацию одноквазичастичных состояний в сферических ядрах. Расчеты проведены с волновой функцией /2.1/, у которой $P=0$. Показано, что на фрагментацию одноквазичастичных состояний при промежуточных и высоких энергиях строгий учет принципа Паули оказывает слабое влияние. Поэтому в данных расчетах, как и в²³, выполнен только грубый учет принципа Паули.

Получим силовую функцию для γ -переходов с нейтронных резонансов с волновой функцией /2.1/ на низколежащие состояния. Возьмем только одноквазичастичную часть волновой функции низколежащего состояния, а именно:

$$\Psi_{\nu_f}(j_f m_f) = C_{j_f \nu_f} a_{j_f m_f}^+ \Psi_0. \quad /2.7/$$

Обычно²⁷ амплитуду радиационной ширины представляют в виде следующего разложения:

$$\Gamma_{\gamma i f}^{1/2} = C_{J\nu} C_{j_f \nu_f} \Gamma_{\gamma \nu \nu_f}^{0 \ 1/2} + \Gamma_{\gamma \nu D}^{1/2} C_{j_f \nu_f} + \Gamma_{\nu \nu}^{0 \ 1/2} (CD)_f + \Gamma_{\gamma \nu D}^{1/2} (CD)_f + \Gamma_{\gamma \nu \nu_f}^{1/2} (random). \quad /2.8/$$

Первый член разложения пропорционален одноквазичастичным компонентам волновых функций нейтронного резонанса и конечного состояния. Второй член описывает переход с компонент квазичастица плюс фонон на одноквазичастичную компоненту конечного состояния. Третий и четвертый члены описывают переходы на компоненты квазичастица плюс фонон конечного состояния. Последний член связан с более сложными конфигурациями. Если рассматривать γ -переходы на конечные состояния с большими одноквазичастичными компонентами, то в разложении /2.8/ можно ограничиться первыми двумя членами. Именно такие два члена мы учитываем при вычислении парциальных радиационных силовых функций.

Найдем приведенную вероятность $E\lambda$ -перехода с состояния, описываемого волновой функцией /2.1/, на одноквазичастичную компоненту /2.7/ низколежащего состояния. Проведем простые выкладки, отбросим малые члены и в результате получим

$$B(E\lambda; J\nu \rightarrow j_f \nu_f) = C_{j_f \nu_f}^2 C_{J\nu}^2 |e_r^{(\lambda)} F_{j_f}^{\lambda r} v_{j_f}^{(-)}|^2 + \sum_i D_{j_f}^{\lambda i} (J\nu) S^{\lambda i} |^2 / (2J+1). \quad /2.9/$$

Первый член соответствует валентному переходу, т.е. переходу между одноквазичастичными состояниями. Второй член описывает переход с компоненты квазичастица плюс фонон, т.е. он определяется однофононным оператором. Этот переход описывается нами корректно, поскольку мы вычисляем фрагментацию состояний квазичастица плюс фонон. Здесь $F_{j_1 j_2}^{\lambda r}$ - приведенный одночастичный матричный элемент электрического мультипольного оператора, $e_r^{(\lambda)}$ - эффективный заряд,

$$S^{\lambda i} = \sum_r e_r^{(\lambda)} y_r^{-1/2}(\lambda i) \sum_{j_1 j_2} \frac{F_{j_1 j_2}^{\lambda r} f_{j_1 j_2}^{\lambda} \epsilon_{j_1 j_2} (u_{j_1 j_2}^{(+)})^2}{\epsilon_{j_1 j_2}^2 - \omega_{\lambda i}^2}, \quad /2.10/$$

где $\epsilon_{j_1 j_2} = \epsilon_{j_1} + \epsilon_{j_2}$, $u_{j_1 j_2}^{(\pm)} = u_{j_1} v_{j_2} \pm u_{j_2} v_{j_1}$.

Воспользуемся тем, что для корней уравнений /2.3/ и /2.4/

$$\left. \frac{\partial f}{\partial \eta} \right|_{\eta = \eta_{j\nu}} = - \frac{1}{C_{j\nu}^2}, \quad /2.11/$$

и уравнением /2.3/, которое запишем в виде

$$D_j^{\lambda i}(j\nu) = \{ \epsilon_j - \eta_{j\nu} - \sum_{\lambda' j' i' \neq \lambda i j} \Gamma(J_j' \lambda' i') D_{j'}^{\lambda' i'}(j\nu) \} / \Gamma(J_j \lambda i).$$

Преобразуем /2.9/ и в результате получим

$$\begin{aligned} B(E\lambda; j\nu \rightarrow j_f \nu_f) = & - \left(\frac{\partial f}{\partial \eta} \right)_{\eta = \eta_{j\nu}}^{-1} C_{j\nu}^2 (2j+1)^{-1} \times \\ & \{ (e_r^{(\lambda)} F_{j_f}^{\lambda r} v_{j_f}^{(-)})^2 + \sum_i D_{j_f}^{\lambda i}(j\nu) S^{\lambda i} [2e_r^{(\lambda)} F_{j_f}^{\lambda r} v_{j_f}^{(-)} + \\ & + \sum_{i'=1} D_{j_f}^{\lambda i'}(j\nu) S^{\lambda i'} + S^{\lambda i} (\epsilon_j - \eta_{j\nu} - \sum_{\lambda' j' i' \neq \lambda j_f i} \Gamma(J_j' \lambda' i') D_{j'}^{\lambda' i'}(j\nu)) / \Gamma(J_f \lambda i) \}. \end{aligned} \quad /2.12/$$

Введем силовую функцию для E\lambda-переходов

$$b(E\lambda; \eta) = \sum_{\nu} B(E\lambda; j\nu \rightarrow j_f \nu_f) (2\pi)^{-1} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_{j\nu})^2 + \Delta^2/4}, \quad /2.13/$$

где Δ - энергетический интервал размазки высоковозбужденных состояний с волновой функцией /2.1/. Функция $b(E\lambda; \eta)$ записывается в виде контурного интеграла вокруг полюсов, которые являются корнями уравнений /2.3/ и /2.4/. После преобразований, как и в /18/, получаем

$$\begin{aligned}
b(E\lambda; \eta) = & C_{j_f \nu_f}^2 \pi^{-1} (2J+1)^{-1} \text{Im} \{ \mathcal{G}^{-1} (\eta + i\Lambda/2) [(e_r^{(\lambda)}) F_{J j_f}^{\lambda r} v_{j_f J}^{(-)}]^2 + \\
& + \sum_i D_{j_f}^{\lambda i} (J\nu; \eta + i\Lambda/2) S^{\lambda i} (2e_r^{(\lambda)}) F_{J j_f}^{\lambda r} v_{j_f J}^{(-)} + \sum_{i \neq j} D_j^{\lambda i'} (J\nu; \eta + i\Lambda/2) S^{\lambda i'} + \\
& + S^{\lambda i} \Gamma^{-1} (J j_f \lambda i) \{ \epsilon_{J \nu} - \eta_{J\nu} - i\Lambda/2 - \sum_{\lambda' j' i' \neq \lambda j i} \Gamma (J j' \lambda' i') D_{j'}^{\lambda' i'} (J\nu; \eta + i\Lambda/2) \} \} \}.
\end{aligned}
\tag{2.14}$$

Если ограничиться $E\lambda$ -переходами между одноквазичастичными компонентами, соответствующими валентной модели, то силовая функция сводится к

$$b^v(E\lambda; \eta) = C_{j_f \nu_f}^2 \pi^{-1} (2J+1)^{-1} (e_r^{(\lambda)}) F_{J j_f}^{\lambda r} v_{j_f J}^{(-)} \text{Im} \{ \mathcal{G}^{-1} (\eta + i\Lambda/2) \}.
\tag{2.15}$$

Формулы для приведенных вероятностей $M\lambda$ -переходов получаются из выражений /2.9/-/2.15/ заменой одночастичного матричного элемента $F_{j_1 j_2}^{\lambda r}$ на матричный элемент магнитного оператора

$$\begin{aligned}
F_{j_1 j_2}^{\lambda \sigma r} = & g_s^{(r)} F_{j_1 j_2}^{g s} + g_l^{(r)} F_{j_1 j_2}^{g l}, \\
u_{j_1 j_2}^{(+)} , v_{j_1 j_2}^{(-)} \text{ на } & u_{j_1 j_2}^{(-)} , v_{j_1 j_2}^{(+)} \text{ и } e_r^{(\lambda)} = 1.
\end{aligned}
\tag{2.16}$$

3. ДЕТАЛИ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И МЕТОДИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Радиационные силовые функции для $E1$ - и $M1$ -переходов рассчитаны для $^{55,57}\text{Fe}$ и $^{59,61}\text{Ni}$. Ряд характеристик возбужденных состояний изотопов Fe и Ni нами рассчитан в 22,23,28 . Параметры потенциала Саксона-Вудса и константы спаривания взяты такими же, как в 28 . Константы дипольных сил выбраны так, чтобы описать энергии $E1$ гигантского резонанса и исключить духовое состояние по методу, предложенному в 29 . От значений констант квадрупольных и октупольных сил сильно зависят величины функций /2.5/ и /2.6/. Они выбирались так, чтобы $B(E\lambda; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+(3_1^-))$ величины, рассчитанные в RPA, совпадали с экспериментальными значениями. При этом энергии 2_1^+ и 3_1^- -состояний оказались несколько выше экспериментальных значений. Для определения констант сил с $\lambda > 3$ использовались оценки, приведенные в 30,31 . Отношение изоскалярных и изовекторных констант определено по формуле

$$\kappa_1^{(\lambda)} / \kappa_0^{(\lambda)} = -0,2(2\lambda + 3).
\tag{3.1}$$

Константы спин-мультипольных сил рассчитаны по формулам

$$\kappa_0^{(\lambda L)} = 0, \quad \kappa_1^{(\lambda L)} = -\frac{28 \cdot 4\pi}{\langle r^\lambda \rangle^2 A} \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-2\lambda}. \quad /3.2/$$

Мы использовали следующие значения $g_s^{\text{eff}} = 0,8 g_s^{\text{free}}$, $g_p^n = 0$, $g_p^p = 1$ для эффективных гиромагнитных коэффициентов.

В /22-24/ показано, что при вычислении фрагментации одно-квазичастичных и однофононных состояний следует использовать большое фононное пространство. В данной работе рассчитаны фононы с 1^π от 1^\pm до 7^\pm с энергией до 15 МэВ. Для каждого значения 1^π вычислено несколько десятков однофононных состояний. Использование большого фононного пространства создает вычислительные трудности. Поэтому решение системы уравнений /2.4/ проводилось приближенным методом, предложенным в /32/.

На величины радиационных силовых функций $U_{\lambda_3 \lambda_2 \lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1 2}(\lambda_i)$ влияние оказывает фрагментация компонент квазичастица плюс фонон в волновой функции /2.1/. Особенности фрагментации этих компонент обсуждены в /24/. Члены, содержащие $U_{\lambda_3 \lambda_2 \lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1 2}(\lambda_i)$ в уравнениях /2.4/ оказывают большое влияние на фрагментацию компонент квазичастица плюс фонон. Проведенный анализ показал, что, как правило, имеется одна компонента квазичастица плюс фонон, которая дает большой вклад в силовую функцию /2.14/. В расчетах учитываются те матричные элементы $U_{\lambda_3 \lambda_2 \lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1 2}(\lambda_i)$, которые ответственны за фрагментацию фонона, входящего в такую компоненту.

Влияние $U_{\lambda_3 \lambda_2 \lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1 2}(\lambda_i)$ продемонстрировано на рис.1 и 2, на которых дана зависимость силовых функций $b(E1; \eta)$ и $b(M1; \eta)$ от энергий возбуждения η . Большое влияние на значения $b(E1; \eta)$, приведенные на рис.1, оказывает компонента $[2p_{3/2} \otimes 1_5^-]_{1/2^+}$. Из сравнения рис.1а и 1б видно, что учет членов $U_{\lambda_3 \lambda_2 \lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1 2}(1^-)$ приводит к опусканию большого максимума и тем самым сильно изменяет долю одноквазичастичной /валентной/ части в $b(E1; \eta)$, особенно в окрестности энергии связи нейтрона B_n .

В ^{61}Ni величина B_n расположена между полюсами $[2p_{3/2} \otimes 1_2^+]_{1/2^-}$ и $[2p_{3/2} \otimes 1_3^+]_{1/2^-}$, причем полюс $\epsilon_{2p_{3/2}} + \omega_{1^-}$ находится на 3 МэВ выше B_n . В ^{60}Ni сила M1-резонанса сконцентрирована, в основном, на состоянии 1_3^+ . Если не учитывать члены $U_{\lambda_3 \lambda_2 \lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1 2}(\lambda_i)$ в /2.4/, то $b(M1; \eta)$ в окрестности B_n определяется компонентой

$[2p_{3/2} \otimes 1_2^+]_{1/2^-}$ — в результате учета членов $U_{\lambda_3 \lambda_2 \lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1 2}(\lambda_i)$ отщепляется часть силы состояния $[2p_{3/2} \otimes 1_3^+]_{1/2^-}$ и увеличивается значение $b(M1; \eta)$ в интервале 8-10 МэВ.

Из приведенных на рис.1 и 2 примеров следует необходимость учета членов уравнений /2.4/, содержащих функции $U_{\lambda_3 \lambda_2 \lambda_1}^{\lambda_2 \lambda_1 2}(\lambda_i)$.

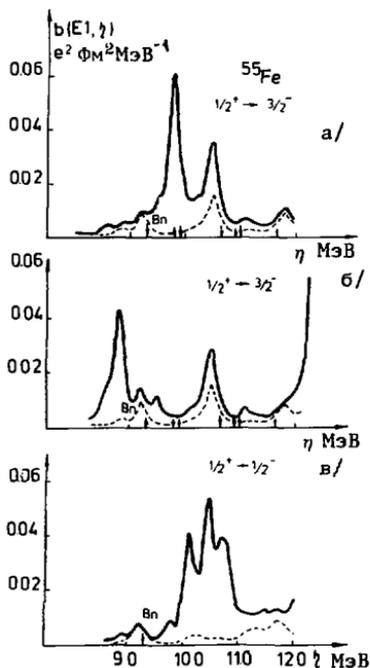
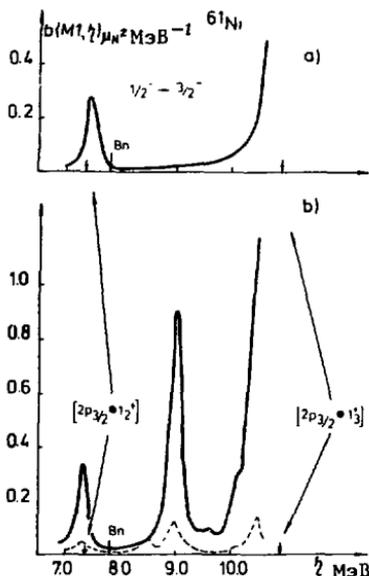


Рис.1. Силовые функции E1 -переходов в ^{55}Fe с s-волновых резонансов на состоянии с $I^\pi = 3/2^-$ и $1/2^-$. Рис.1а/ - расчеты с $U_{\lambda_3 \lambda_3}^{\lambda_2 \lambda_2}(\lambda_i) = 0$ в уравнении /2.4/, рис.1б/ и 1в/ расчеты, когда в уравнении /2.4/ учтены члены с $U_{\lambda_3 \lambda_3}^{\lambda_2 \lambda_2}(\lambda_i)$. Обозначения: сплошная кривая - силовая функция, определяемая формулой /2.14/, штриховая кривая - силовая функция переходов между одноквазичастичными компонентами, определенными формулой /2.15/. Стрелками указано положение энергии связи B_p и положение полюсов квазичастица плюс фонон, которые включались в расчеты.

Рис.2. Силовые функции M1 - переходов в ^{61}Ni с p-волновых резонансов с $I^\pi = 1/2^-$ на основное состояние с $I^\pi = 3/2^-$. Рис.2а/ - расчеты с $U_{\lambda_3 \lambda_3}^{\lambda_2 \lambda_2}(\lambda_i) = 0$ в уравнении /2.4/, рис.2б/ - расчеты, когда в уравнении /2.4/ учтены члены с $U_{\lambda_3 \lambda_3}^{\lambda_2 \lambda_2}(\lambda_i)$. Обозначения см. на рис.1.



Энергии и волновые функции /2.1/ низколежащих состояний рассчитаны нами и получены спектроскопические факторы для реакций типа (Фр). Рассчитанные и экспериментальные значения спектроскопических факторов приведены в табл.1. Из таблицы видно, что получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Исключением является ^{57}Fe , для описания низколежащих состояний которого следует включить дополнительное взаимодействие, как это сделано в /33/. Трудности в описании энергий низколежащих состояний в этих ядрах связаны, по-видимому, с тем, что с помощью потенциала Саксона-Вудса не удается удовлетворительно описать среднее поле. Недостаточно точное описание энергий основных и низколежащих состояний нечетных ядер приводит к некоторым неопределенностям при вычислении разностей энергий высоковозбужденных и основных состояний.

В наших расчетах не учитываются третий и четвертый члены в выражении для ширины /2.8/. В работе /16/ показано, что в случае ^{57}Fe нужно учитывать третий член в /2.8/. Это обусловлено переходом между состояниями $[2d_{5/2} \otimes 2^+_{1/2}]_{1/2^+} \rightarrow [2p_{3/2} \otimes 2^+_{1/2}]_{3/2^-}$. Входное состояние с конфигурацией $[2d_{5/2} \otimes 2^+_{1/2}]_{1/2^+}$ проявляется в упругом и неупругом рассеянии нейтронов на ^{56}Fe . В рассчитанных нами ядрах ^{55}Fe , $^{59,61}\text{Ni}$ вклад компоненты $[2p_{3/2} \otimes 2^+_{1/2}]_{3/2^-}$ в волновые функции основных состояний составляет /3-5%. Состояние $[2d_{5/2} \otimes 2^+_{1/2}]_{1/2^+}$ сильно фрагментировано в этих ядрах. Сила его распределена в широком энергетическом интервале, и в интервале 0,2 МэВ около V_0 вклад его менее 1%. Поэтому переход $[2d_{5/2} \otimes 2^+_{1/2}]_{1/2^+} \rightarrow [2p_{3/2} \otimes 2^+_{1/2}]_{3/2^-}$ не дает значительного вклада в силовую функцию /2.14/ для ^{55}Fe и $^{59,61}\text{Ni}$.

В наших расчетах не учитывались фононы, формирующие гигантский дипольный резонанс. Ранее, в /22/, показано, что гигантский дипольный резонанс оказывает слабое влияние на силовые функции $E1$ -переходов с состояний вблизи V_0 на основные состояния.

Для полноты нами рассчитаны s - и p -волновые нейтронные силовые функции. Они приведены в табл.1 вместе с соответствующими экспериментальными данными, взятыми из /34,35/. Нейтронные силовые функции в рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитаны ранее в /20/ с волновой функцией /2.1/, у которой $P=0$. Рассчитанные значения S_0 близки к значениям, полученным в /20/. Для S_1 полученные нами значения, в среднем, в два раза больше величин, полученных в /20/. Это различие указывает на то, что включение компоненты квазичастица плюс два фонона в волновую функцию высоковозбужденного состояния оказывает большое влияние на нейтронные силовые функции в районе их минимумов. Рассчитанные значения для S_0 и S_1 согласуются с экспериментальными данными. Это свидетельствует о том, что правильно рассчитана фрагментация одноквазичастичных состояний в окрестности V_0 .

Таблица 1

Характеристики низколежащих состояний и s- и p-волновые нейтронные силовые функции

Компаунд- ядро	Низколежащие состояния		S_f эксп. теор.	Энергия связи B_n , МэВ	$S_s \cdot 10^4$		$S_p \cdot 10^4$	
	эксп.	теор.			эксп.	теор.	эксп.	теор.
^{55}Fe	3/2 ⁻	0,81	0,8	9,29	5,6±1,7	8,8	0,18±0,8	0,18
	1/2 ⁻	0,59	0,6		7,8±3,4			
^{57}Fe	1/2 ⁻	0,15	0,6	7,64	2,6±0,86	3,9	0,4±0,2	0,2
	3/2 ⁻	0,34	0,5					
^{59}Ni	3/2 ⁻	0,65	0,7	9,00	3,1±0,8	2,0	0,04±0,03	0,1
^{61}Ni	3/2 ⁻	0,53	0,8	7,82	2,4±0,6	3,1	-	0,2

4. РАДИАЦИОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ В ^{55}Fe И $^{59,61}\text{Ni}$

Вычислим радиационные силовые функции для E1- и M1-переходов с нейтронных резонансов на основные и низколежащие состояния и сравним их с экспериментальными данными, полученными из (n, γ) и (γ, n) реакций. Расчет силовой функции проведем по формуле /2.14/. Вклад переходов между одноквазичастичными компонентами /валентные переходы/ вычислим по формуле /2.15/. Для сравнения с экспериментальными данными вычислим функции:

$$k_{E1} = 0,35 \int_{E_{\gamma}-\Delta/2}^{E_{\gamma}+\Delta/2} \Gamma_{\gamma if}(\eta) d\eta \cdot (E_{\gamma}^3 A^{2/3} \Lambda)^{-1} \text{ МэВ}^{-3} = \quad /4.1/$$

$$= 0,35 \int_{E_{\gamma}-\Delta/2}^{E_{\gamma}+\Delta/2} b(E1; \eta) \eta^3 d\eta \cdot (E_{\gamma}^3 A^{2/3} \Lambda)^{-1} \text{ МэВ}^{-3},$$

$$k_{M1} = 3,76 \cdot 10^{-3} \int_{E_{\gamma}-\Delta/2}^{E_{\gamma}+\Delta/2} \Gamma_{\gamma if}(\eta) d\eta (E_{\gamma}^3 \Lambda)^{-1} \text{ МэВ}^{-3} =$$

$$= 3,76 \cdot 10^{-3} \int_{E_{\gamma}-\Delta/2}^{E_{\gamma}+\Delta/2} b(M1, \eta) \eta^3 d\eta (E_{\gamma}^3 \Lambda)^{-1} \text{ МэВ}^{-3}. \quad /4.2/$$

где через $\Gamma_{\gamma if}$ /эВ/ обозначена парциальная ширина для перехода с начального ν на конечное состояние ν' . Через E_{γ} /в МэВ/ обозначена энергия перехода, а через Λ /в эВ/ обозначен интервал усреднения.

Обзор известных E1 и M1 абсолютных парциальных ширин из (n, γ) , (γ, n) и (γ, γ') реакций сделан в /8/. Проанализировано 50 ядер в области $30 < A < 240$. Получены следующие значения $\bar{k}_{E1} = /2,9+0,3/ \cdot 10^{-9} \text{ МэВ}^{-3}$, $\bar{k}_{M1} = /3,0+0,4/ \cdot 10^{-8} \text{ МэВ}^{-3}$. Рассчитанные значения k_{E1} и k_{M1} величин, вклад в них от переходов между одноквазичастичными состояниями и соответствующие экспериментальные данные приведены в табл.2. Представленные в ней k_{E1} - величины ниже средних значений, полученных в /8/. Из рисунков, данных в /8/, видно, что k_{E1} величины для ядер с $A \approx 50-80$ лежат ниже средних значений \bar{k}_{E1} .

Рассмотрим E1-переходы в ^{55}Fe с s-волновых состояний на основное $3/2^-$ и первое возбужденное $1/2^-$ состояния. Результаты расчетов даны на рис.16 и 1в. Детальное изучение реакции $^{54}\text{Fe}(n, \gamma) ^{55}\text{Fe}$ выполнено в /38,377/. Анализ, выполненный в /8/, свидетельствует о том, что в этом случае имеет место валентный захват нейтрона. Из рис.16 и 1в видно, что вблизи E_n большой вклад в силовую функцию $b(E1; \eta)$ дает переход между одноквази-

Таблица 2
Силловые функции для E1- и M1-переходов

Ядро	E1		$k_{E1} \cdot 10^3 \text{ МэВ}^{-3}$		M1		$k_{M1} \cdot 10^3 \text{ МэВ}^{-3}$	
	$I_i^{\pi_i} \rightarrow I_f^{\pi_f}$	эксп.	расчет		$I_i^{\pi_i} \rightarrow I_f^{\pi_f}$	эксп.	расчет	
			по формуле /2.14/	по формуле /2.15/			по формуле типа /2.14/	по формуле типа /2.15/
^{55}Fe	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^- \text{ g.s.}$	-	1.7	0.6	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{5}{2}^- \text{ g.s.}$	6.6	0.1	
	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^-$	-	0.3	0.25	$\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^- \text{ g.s.}$	13	0.1	
^{59}Ni	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^- \text{ g.s.}$	-	0.5	0.1	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{5}{2}^- \text{ g.s.}$	1.3	0.1	
					$\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^- \text{ g.s.}$	9.8	0.07	
^{61}Ni	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^- \text{ g.s.}$	0.96 ^{+0.42} -0.19	0.27	0.27	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{5}{2}^- \text{ g.s.}$ I2	4.4	0.3	
					$\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^- \text{ g.s.}$ 27	3.4	0.2	

частичными состояниями. Рассчитанные в^{8/} ширины $\Gamma_{\text{эф}}$ для переходов на $3/2^-$ основное и $1/2^-$ первое возбужденное состояние равны 0,8 и 0,3 эВ. Согласно нашим расчетам, ширины для одночастичных переходов с резонансов с энергией до 200 кэВ равны соответственно 1,5 и 0,6 эВ. В^{8/} продемонстрировано, что валентная модель хорошо описывает переходы на первое возбужденное состояние $1/2^-$. Согласно нашим расчетам для E1-переходов на это $1/2^-$ состояние, доля переходов между одноквази-частичными компонентами равна 95%. В^{8/} показано, что валентная модель дает примерно в 2 раза меньшую ширину для E1-переходов на основное $3/2^-$ состояние. В^{36/} утверждается, что суммарный вклад валентных переходов на основные $3/2^-$ и первое возбужденное $1/2^-$ состояния ^{56}Fe составляет около 50%. Согласно нашим расчетам, парциальная ширина для перехода на основное $3/2^-$ состояние равна 4 эВ, а переходы между одноквази-частичными компонентами дают в нее вклад около 40%. В^{37/} измерены E1-переходы с 7,76 кэВ s-волнового резонанса и получено прекрасное согласие с предсказаниями валентной модели. Этот резонанс значительно отличается от соседних. В нем, по-видимому, велика одноквази-частичная компонента и поэтому так хорошо работает валентная модель.

Большое различие доли переходов между одноквази-частичными компонентами в E1-переходах на основное $3/2^-$ и первое возбужденное $1/2^-$ состояния обусловлено положениями полюсов квази-частица плюс фонon относительно V_n . Первые полюса $\epsilon_{2p_{3/2}} + \omega_{1_1^-}$ находятся вблизи V_n , поэтому вклад компонент $[2p_{3/2} \otimes 1_1^-]_{1/2^+}$ в силовую функцию $b(E1; \eta)$ для перехода на $3/2^-$ основное состояние значителен. Полюса $\epsilon_{2p_{1/2}} + \omega_{1_1^-}$ на 2,7 МэВ выше V_n и компоненты $[2p_{1/2} \otimes 1_1^-]_{1/2^+}$ слабо влияют на $b(E1; \eta)$ для переходов на $1/2^-$ первое возбужденное состояние. Это обстоятельство продемонстрировано на рис.1в.

Нами рассчитаны $b(E1; \eta)$ в ^{57}Fe для переходов на $1/2^-$ и $3/2^-$ состояния. Поскольку доля одноквази-частичных компонент в основном $1/2^-$ и первом возбужденном $3/2^-$ состояниях невелика, то наши расчеты учитывают только часть полной силы E1-переходов. Полученное нами значение k_{E1} примерно в 4 раза меньше значения, измеренного в^{38/}, и определяется практически чистым одночастичным переходом. Согласно^{35/} валентная модель в этом ядре работает плохо. По-видимому, значительный вклад дают неучтенные нами переходы на компоненты квази-частица плюс фонon волновых функций этих $1/2^-$ и $3/2^-$ состояний.

Рассмотрим E1-переходы в $^{59,61}\text{Ni}$. Силовые функции $b(E1; \eta)$ для ^{59}Ni и ^{61}Ni даны на рис.3. Энергия связи нейтрона V_n этих ядер отличается на 1,2 МэВ. Это различие в большой степени определяет вклад одночастичного перехода в силовую функцию

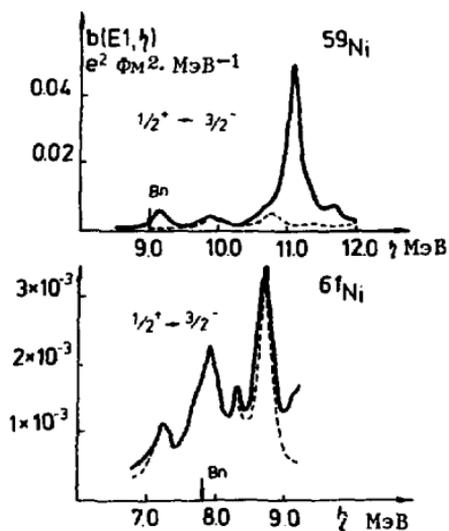


Рис. 3. Силовые функции E1 - переходов в ^{59}Ni и ^{61}Ni . Обозначения см. на рис. 1.

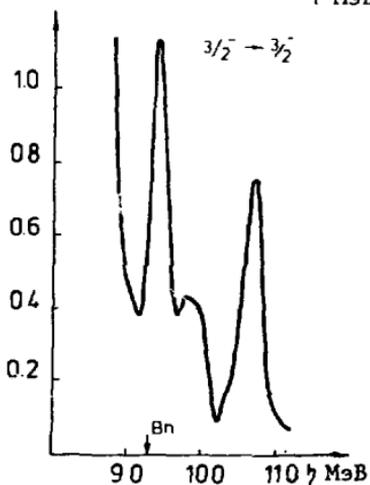
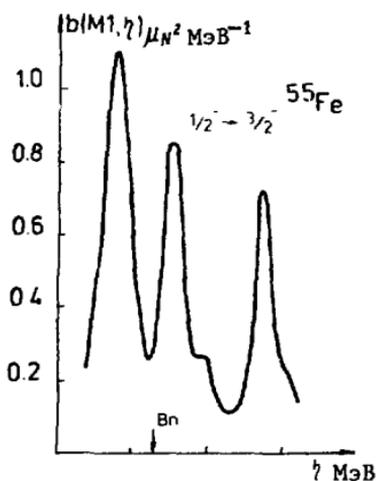


Рис. 4. Силовые функции M1 - переходов в ^{55}Fe . Вклад одноквазичастичного перехода не представлен /очень мал/.

$b(E1; \eta)$. В ^{61}Ni нижайшие полюса квазичастица плюс фонон находятся на 2,8 МэВ выше B_n и поэтому вклад этих компонент в $b(E1; \eta)$ в окрестности B_n несуществен. Их влияние возрастает при энергиях на 1 МэВ выше B_n . Поэтому E1-переход идет между одноквазичастичными компонентами.

В ^{59}Ni энергетический интервал, разделяющий B_n и нижайшие полюса квазичастица плюс фонон, сокращается до 1,7 МэВ. В окрестности B_n в силовой функции $b(E1; \eta)$ имеется пик, вклад в который дают, в основном, компоненты квазичастица плюс

фонон. Вклад одноквазичастичной компоненты в этом пике составляет лишь 20%. Как видно из рисунка, в распределении силы одноквазичастичной компоненты имеются пики. Для ^{59}Ni вклад в $b(E1; \eta)$ перехода между одноквазичастичными компонентами существен при энергии на 1 МэВ выше V_n . В среднем в интервале 1 МэВ выше V_n в ^{59}Ni вклад одноквазичастичной компоненты составляет 50%.

Значения величин k_{E1} и k_{M1} для $^{59,61}\text{Ni}$ представлены в табл.2. Усреднение проводилось в интервале 200 кэВ. Экспериментальные данные взяты из работы^{/38/}. Для ^{61}Ni наши результаты меньше экспериментальных значений. Это указывает на то, что в ^{61}Ni валентные переходы при V_n составляют лишь часть всех переходов. Увеличение вклада компонент квазичастица плюс фонон в силовой функции $b(E1; \eta)$ приводит к возрастанию величины k_{E1} в ^{59}Ni по сравнению с ^{61}Ni . В работе^{/39/} имеются данные о парциальных ширинах $\Gamma_{\gamma 0}$ в ^{59}Ni . Измерены 2 резонанса до энергии 63 кэВ с суммарной $\Gamma_{\gamma 0} = 0,382$ эВ. Наши расчеты дают для $\Gamma_{\gamma 0} = 1$ эВ в интервале до 200 кэВ.

Рассмотрим распределение силы $M1$ -переходов. В окрестности V_n для рассматриваемых ядер находятся нейтронные и протонные частично-дырочные конфигурации $[1f_{7/2} \otimes 1f_{5/2}]_1^+$. Они формируют коллективные 1^+ состояния, имеющие для них $B(M1) = 10\mu_N^{25/}$ для переходов в основные состояния четно-четных ядер. Это обстоятельство приводит к усилению вклада компонент квазичастица плюс фонон в силовую функцию $b(M1; \eta)$ для рассматриваемых нечетных A ядер. На рис.4, где представлено распределение $b(M1; \eta)$ для ^{55}Fe , видны пики в области V_n . Из рисунка видно, что пики для переходов $3/2^- \rightarrow g.s.$ и $1/2^- \rightarrow g.s.$ появляются приблизительно на одном и том же месте. Это еще одно подтверждение тому, что распределение силы $M1$ переходов для ^{55}Fe определяется, в основном, фрагментацией состояний $[2p_{3/2} \otimes 1^+]_{1/2^-}$ и $[2p_{3/2} \otimes 1^+]_{3/2^-}$. В табл.2 представлены значения для k_{M1} . Вклад в k_{M1} переходов между одноквазичастичными компонентами составляет порядка 1%. Отношение величин $k_{M1}(3/2^- \rightarrow g.s.)/k_{E1}(1/2^+ \rightarrow g.s.)$ для ^{55}Fe равно 3,9. Отношение $k_{M1}(1/2^- \rightarrow g.s.)/k_{E1}(1/2^+ \rightarrow g.s.)$ несколько больше. Эти соотношения качественно согласуются с отношениями между дипольными магнитными и электрическими силовыми функциями, проанализированными в^{/8/} для большой группы ядер. В работе^{/8/} усиление величины k_{M1} по сравнению с k_{E1} связывается с более сильным влиянием коллективных $M1$ -состояний на k_{M1} , по сравнению с влиянием гигантского дипольного резонанса на k_{E1} . Этот вывод работы^{/8/} качественно согласуется с нашими расчетами.

Силовая функция $b(M1; \eta)$ для перехода $1/2^- \rightarrow g.s.$ в ^{61}Ni показана на рис.25. Похожий ход имеет распределение $b(M1; \eta)$ для перехода $3/2^- \rightarrow g.s.$ В табл.2 представлены величины k_{M1} .

Экспериментальные данные взяты из ^{38/}. Величины k_{M1} в ⁶¹Ni меньше, чем в ⁵⁵Fe. Это обусловлено расстоянием между B_n и коллективным 1^+ состоянием с нейтронными и протонными конфигурациями $[1f_{7/2} \otimes 1f_{5/2}]_{i^+}$. Из рис. 26 видно, что в ⁶¹Ni B_n лежит на хвосте сильных M1-переходов, что не так для ⁵⁵Fe. Поэтому здесь возникает вопрос о том, в какой мере правильно выбрана константа спин дипольных сил $k_{1(II)}$ для ⁶¹Ni. Если $k_{1(II)}$ уменьшить в 3 раза по сравнению со значением /3.2/, то мы получим хорошее согласие с экспериментом. В ⁶¹Ni, так же как и в ⁵⁵Fe, вклад одноквазичастичной компоненты в k_{M1} значительно подавлен.

Результаты расчетов k_{M1} величин в ⁵⁹Ni представлены в табл. 2. Имеются экспериментальные данные ^{39/}, усредненные по нескольким конечным состояниям ⁵⁹Ni. Поэтому нельзя провести прямое сравнение наших результатов с результатами работы ^{39/}.

В ⁵⁷Fe состояния, формирующие коллективное M1 состояние, лежат значительно выше, чем в других ядрах. Это связано с положением в одноквазичастичной схеме подболочки $1p_{1/2}$. Фрагментация коллективного M1-состояния вследствие взаимодействия квазичастиц с фононами оказывается недостаточно сильной, и в окрестности B_n M1-переходы определяются переходами между одноквазичастичными компонентами. Поэтому значения для k_{M1} , которые мы получили, много меньше экспериментальных данных работ ^{35,38/}. Как мы уже отмечали, в этом ядре можно получить лишь нижние оценки для силы E1- и M1-переходов в окрестности B_n .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты радиационных силовых функций $b(E1; \eta)$ и $b(M1; \eta)$ в зависимости от энергии η для парциальных переходов с нейтронных резонансов на низколежащие состояния вычислены так же, как вычисляются вероятности γ -переходов между низколежащими состояниями. Различие состоит в значительно более сложных волновых функциях высоковозбужденных состояний. В квазичастично-фононной модели ядра правильно описывается фрагментация одноквазичастичных состояний. Поэтому достаточно надежно вычисляются γ -переходы между одноквазичастичными компонентами волновых функций высоколежащего и низколежащего состояний.

Вычисление фрагментации состояний квазичастица плюс фонон /или входных состояний/ представляет большие трудности. Имеются только отдельные случаи вычисления фрагментации таких состояний в упрощенных моделях. В ^{40/} показано, что в рамках квазичастично-фононной модели ядра с волновой функцией /2.1/

можно вычислять фрагментацию состояний квазичастица плюс фонон в нечетных A сферических ядрах. Одновременное вычисление фрагментации одноквазичастичных и квазичастица плюс фонон состояний позволило рассчитать радиационные силовые функции в нечетных A сферических ядрах.

Проведенные расчеты показали, что имеются достаточно большие флуктуации силовых функций $i(E1;\eta)$ и $i(M1;\eta)$ в зависимости от энергии η в интервале от V_n до 2 МэВ выше V_n . Они проявляются в виде подструктур, связанных с фрагментацией компонент квазичастица плюс фонон. Столь сильные флуктуации радиационных силовых функций обусловлены недостаточной сложностью наших волновых функций. Несомненно, что учет многофононных компонент волновых функций нейтронных резонансов и использование волновой функции /2.1/ для описания низколежащих состояний приведет к сглаживанию радиационных силовых функций.

Результаты расчетов k_{E1} и k_{M1} величин для изотопов Fe и Ni неплохо согласуются с соответствующими экспериментальными данными. Это существенно, т.к. модель не имеет свободных параметров для подгонки. Получено качественное согласие с общей картиной $E1$ - и $M1$ -силовых функций, представленной в /6/. В рамках квазичастично-фононной модели ядра можно вычислить радиационные силовые функции для парциальных γ -переходов с высоколежащих на низколежащие состояния во многих нечетных A сферических ядрах.

Авторы благодарны В.В.Воронову за многочисленные обсуждения и конструктивные замечания при выполнении настоящей работы, а также А.И.Вдовину за полезные дискуссии, связанные с концентрацией силы $M1$ -переходов в сферических ядрах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lynn J.E. The Theory of Neutron Resonance Reactions. Clarendon Press, Oxford, 1968.
2. Chrien R.E. Nuclear Structure Study with Neutrons. Akademiai Kiado, Budapest, 1974, p.101; Mughabghab S.F., *ibid*, p.167.
3. Chrien R.E. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Reactor Centrum Nederland, Petten, 1975, p.247; Bartholomew G.A., Khanna F.C. *ibid*, p.119; Schult O.W.B. *ibid*, p.505.
4. Bartholomew G.A. et al. Adv.in Nucl.Phys., 1974, 7, p.229.
5. Allen B.J., de L.Musgrove A.R. Adv. in Nucl.Phys., 1978, 10, p.129.
6. McCullagh C., Stelts M.L., Chrien R. Phys.Rev., 1981, C23, p.1394.
7. Lane A.M. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Reactor Centrum Nederland, Petten, 1975, p.31.

8. Mughabghab S.F., *ibid*, p.53.
9. Mughabghab S.F., Chrien R.E. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Plenum Press, N.Y.-London, 1979, p.265.
10. Chrien R.E. et al. *Phys.Rev.*, 1976, C13, p.578; Chrien R.E. *Nucleonika*, 1977, 21, p.59.
11. Groshev L.V. et al. *Proc. on the Peaceful Uses of Atomic Energy Second, Geneva, Conf. 1958*, vol.15, p.138.
12. Lane A.M., Lynn J.E. *Nucl.Phys.*, 1960, 17, p.563,586.
13. Lev A., Bares W.P. *Ann. of Phys.*, 1977, 106, p.322; Lev A., Bares W.P. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 13, p.2585.
14. Кнатько В.А., Рудак Э.А. *ЯФ*, 1971, 13, с.521; 1972, 15, с.1132.
15. Barrett R.F., Terasawa T. *Nucl.Phys.*, 1975, A240, p.445; Lubert M., Frances N.C., Block R.C. *Nucl.Phys.*, 1974, A230, p.83.
16. Kirovas G.J. *Phys.Rev.*, 1977, C16, p.153.
17. Воронов В.В., Соловьев В.Г. *ЯФ*, 1976, 23, с.942.
18. Соловьев В.Г. *ЭЧАЯ*, 1978, 9, с.580; Soloviev V.G. *Nucleonika*, 1978, 23, p.1149; Вдовин А.И., Соловьев В.Г. *ТМФ*, 1974, 19, с.275.
19. Malov L.A., Soloviev V.G. *Nucl.Phys.*, 1976, A270, p.87.
20. Dambasuren D. et al. *J.Phys.G: Nucl.Phys.*, 1976, 2, p.25; Voronov V.V., Chan Zuy Khuong. *JINR, E4-13005, Dubna, 1980*.
21. Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянова О. *ЯФ*, 1980, 31, с.327.
22. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. *Nucl.Phys.*, 1978, A304, p.503; *Phys.Lett.*, 1978, 79B, p.187; Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. *Письма в ЖЭТФ*, 1977, 25, с.459; Chan Zuy Khuong, Soloviev V.G., Voronov V.V. *J.Phys.G: Nucl.Phys.*, 1979, 5, p.L79.
23. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. *Nucl.Phys.*, 1980, A342, p.261.
24. Стоянов Ч. *ОИЯИ, P4-81-118, Дубна, 1981*.
25. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. *Nucl.Phys.*, 1977, A288, p.376.
26. Chan Zuy Khuong, Soloviev V.G., Voronov V.V. *J.Phys.G: Nucl.Phys.*, 1981, 7, p.151.
27. Beer M. *Ann. of Phys. (N.Y.)*, 1971, 65, p.181.
28. Ponomarev V.Yu. et al. *Nucl.Phys.*, 1979, A323, p.61.
29. Petersen D.F., Veje C.J. *Phys.Lett.*, 1967, 24B, p.559.
30. Castei B., Hamamoto I. *Phys.Lett.*, 1976, 65B, p.27.
31. Bohr A., Mottelson B. *Nuclear Structure. Benjamin, N.Y.*, 1974, vol.2.
32. Стоянов Ч. *ТМФ*, 1979, 40, с.422.
33. Kuriyama A., Marumori T., Matsuyanagi K. *Prog.Theor.Phys.*, 1972, 47, p.498; 1974, 51, p.779.

34. BNL-325, e-Ed. Neutron Cross Sections, vol.1. Resonance Parameters, 1973; De L.Musgrove A.R. AAEC/E277, 1973; De L.Musgrove A.R. et al. AAEC/E401, 1977; Beer H., Spencer R.R. Nucl.Phys., 1975, A240, p.29.
35. Allen B.J. et al. Nucl.Phys., 1976, A269, p.408.
36. Allen B.J. et al. Nucl.Phys., 1977, A283, p.37.
37. Raman S. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.328.
38. Jackson H.E., Strait E.N. Phys.Rev., 1971, C4, p.1314.
39. Beer H., Spencer R.R., Käppeler F. Z.Phys., 1978, A284, p.173.
40. Stoyanov Ch. Proc.Int.Symp. on Highly Excited States in Nuclear Reactions, RCNP, Osaka Univ., 1980, p.350.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 июля 1981 года.