



С. Е. Муравьев, Б. А. Тулупов, М. Г. Урин

029-87

П
1191
ЭИ 3240
МЭФИ

**ОБОБЩЕННЫЙ МЕТОД СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ
И ОДНОКВАЗИЧАСТИЧНЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ**

МОСКВА 1987

Министерство высшего и среднего специального
образования СССР

Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

С.Е. Муравьев, Б.А. Тулупов (ИЯИ АН СССР), М.Г. Урин

ОБОБЩЕННЫЙ МЕТОД СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ
И ОДНОКВАЗИЧАСТИЧНЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ

Препринт 029-87

БИБЛИОТЕЧНЫЙ
ФОНД
ИИЯУ МИФИ



Утверждено
редсоветом института

Москва 1987

Муравьев С.Е., Тулупов Б.А., Урин М.Г. Обобщенный метод связанных каналов и одноквазичастичные силовые функции. — М. : Препринт/МИФИ, 029-87, 1987. — 24 с.

Предложен метод количественного описания одноквазичастичных силовых функций, включающий приближенный учет связи одноквазичастичных состояний с многофононными конфигурациями. В рамках этого метода дана количественная интерпретация экспериментальных данных по одноквазичастичным силовым функциям в среднетяжелых сферических ядрах. Результаты сравниваются с выводами других теоретических подходов.

ВВЕДЕНИЕ

Выполненные в последние годы экспериментальные исследования реакций передачи одного нуклона позволили получить большой объем экспериментальной информации относительно силовых функций одноквазичастичных состояний с энергией возбуждения $E_x \approx 5 \div 10$ МэВ в среднетяжелых сферических ядрах [1 - 10]. Количественная интерпретация этих данных требует привлечения моделей, претендующих на описание релаксации одночастичной степени свободы в ядре. В первую очередь к таким моделям следует отнести оптическую модель упругого рассеяния нуклонов ядрами, в которой используется локальный, зависящий от энергии комплексный потенциал (см., например, [11]). В оптической модели феноменологически и в среднем по энергии учитывается релаксация одночастичных состояний непрерывного спектра за счет их связи с многочастичными конфигурациями. В обобщенной оптической модели, или методе связанных каналов (МСК) [12], явно учитывается связь одночастичных состояний с конфигурациями, содержащими фононы (к последним, как правило, относят низлежащие коллективные 2^+ -состояния в четных сферических ядрах), а связь с "неколлективными" многочастичными конфигурациями учитывается с помощью монотонно зависящего от энергии возбуждения оптического потенциала. В практических реализациях МСК отсутствует описание релаксации одноквазичастичных состояний дискретного спектра и, что более существенно, учитывается связь одноквазичастичных состояний лишь с конфигурациями, содержащими максимум два фонона. Последнее замечание относится также к квазичастично-фононной модели (КФМ) [13]. Причина такого ограничения состоит в практической сложности учета связи с многофононными конфигурациями. Однако учитывать эту связь необходимо, если величина эффективного взаимодействия квазичастица-фонон превышает энергию фонона. На это обстоятельство в связи с теоретическим анализом спектров нечетных сферических ядер указывалось довольно давно [14].

Ниже предложена модель, которая, по существу, является некоторым синтезом подходов, использованных в работах [12], [14], и в которой наряду с учетом связи одноквазичастичных

состояний с многочастичными конфигурациями с помощью феноменологического оптического потенциала приближенно учитывается связь указанных состояний с многофононными конфигурациями. В этой модели, которую можно назвать обобщенным методом связанных каналов (ОМСК), используются те же феноменологические параметры, что и в обычных версиях МСК. Помимо формулировки модели в рамках ОМСК дана количественная интерпретация тех силовых функций одноквазичастичных состояний дискретного (и квазидискретного) спектра в среднетяжелых сферических ядрах, по которым имеется соответствующая экспериментальная информация. Некоторые результаты работы кратко изложены в [15].

1. Средняя функция Грина и оптическая модель

Для количественного описания одноквазичастичных силовых функций удобно использовать метод функций Грина, поскольку одночастичная функция Грина $G(\vec{r}, \vec{r}', \epsilon)$ в принципе содержит всю информацию о релаксации одночастичной степени свободы. Спектральное разложение для этой функции имеет вид [16]

$$G(\vec{r}, \vec{r}', \epsilon) = \sum_s \frac{b_s(\vec{r}, \vec{r}')}{\epsilon - \mu - E_s + i\delta} + \sum_{\bar{s}} \frac{\bar{b}_{\bar{s}}(\vec{r}, \vec{r}')}{\epsilon - \mu + E_{\bar{s}} - i\delta} \quad (1)$$

Здесь E_s и $E_{\bar{s}}$ — энергии возбужденных состояний ядра, содержащего $A + 1$ или $A - 1$ нуклон соответственно; μ — химический потенциал. Величины $b_s(\vec{r} = \vec{r}')$ и $\bar{b}_{\bar{s}}(\vec{r} = \vec{r}')$ имеют смысл плотности вероятности обнаружения соответственно одночастичного или дырочного состояния в точных состояниях ядра. При достаточно больших энергиях возбуждения (в среднетяжелых ядрах при энергиях порядка или больше энергии связи нейтрона) можно ожидать, что функция Грина $G(\epsilon)$ имеет полюса (ρ — плотность полюсов), отвечающие компаунд-состояниям, возбуждаемым в реакциях передачи одного нуклона. Для указанных энергий возбуждения, как правило, представляет интерес изучение усредненных по энергетическому интервалу I ($I \gg \rho^{-1}$) параметров компаунд-состояний и, в частности, — одноквазичастичной силовой функции $S(\epsilon)$. Согласно (1) имеем:

$$\begin{aligned} S(\vec{r}, \epsilon) &= -\frac{1}{\pi} \langle \text{Im } G(\vec{r} = \vec{r}', \epsilon) \rangle \text{Sgn}(\epsilon - \mu), \\ S(\epsilon) &= \int S(\vec{r}, \epsilon) d\vec{r}, \end{aligned} \quad (2)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают усреднение по энергетическому интервалу I . На основании (2) удобно ввести в рассмотрение среднюю одночастичную функцию Грина $g(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) \equiv \langle G(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) \rangle = G(\vec{r}\vec{r}', \epsilon + iI \text{Sgn}(\epsilon - \mu))$. Одноквазичастичная силовая функция определяется средней функцией Грина согласно (2):

$$S(\epsilon) = -\frac{1}{\pi} \int \text{Im} g(\vec{r}=\vec{r}', \epsilon) d\vec{r} \text{Sgn}(\epsilon - \mu) \quad (3)$$

Уравнение для $g(\vec{r}, \vec{r}', \epsilon)$ следует из уравнения Дайсона для одночастичной функции Грина [16]. В излагаемом подходе, основанном на использовании оболочечной модели, это уравнение имеет вид

$$g(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = g^{(0)}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) + \int g^{(0)}(\vec{r}\vec{r}_1, \epsilon) \Delta h(\vec{r}_1\vec{r}_2, \epsilon) g(\vec{r}_2\vec{r}', \epsilon) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (4)$$

где $g^{(0)}$ — функция Грина одночастичного уравнения Шредингера $(h_0(\vec{r}) - \epsilon)g^{(0)}(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = -\delta(\vec{r} - \vec{r}')$; h_0 — одночастичный (оболочечный) гамильтониан; $\Delta h(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) \equiv \langle \sum (\vec{r}\vec{r}', \epsilon) \rangle = \sum (\vec{r}\vec{r}', \epsilon + iI \text{Sgn}(\epsilon - \mu))$ средняя неприводимая собственно-энергетическая часть.

В подходах, использующих оптическую модель, к которым относятся МСК и ОМСК, величина $\Delta h(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$ не вычисляется, а параметризуется с помощью минимально возможного числа феноменологических параметров. Чтобы осуществить указанную параметризацию, нужно высказать предположения о возможных свойствах $\sum$. Если большинство трехквазичастичных конфигураций (входных состояний) дают сравнимый вклад в $\sum$, причем в процессе "распада" на входные состояния передается большой (порядка фермиевского) импульс, а средняя фрагментационная ширина входных состояний (ширина для "распада" на более сложные, чем трехквазичастичные, конфигурации) превышает средний энергетический интервал между входными состояниями, то можно ожидать, что $\Delta h(\vec{r}\vec{r}', \epsilon)$ содержит локальное, монотонно зависящее от энергии слагаемое

$$\Delta h(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) \rightarrow \Delta h_m(\vec{r}\vec{r}', \epsilon) = \Delta h_m(\vec{r}, \epsilon) \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (5)$$

$$\Delta h_m(\vec{r}, \epsilon) = -i\omega(\vec{r}, |\epsilon - \mu|) \text{Sgn}(\epsilon - \mu), \quad (6)$$

причем $\Delta h \rightarrow 0$, когда $\epsilon \rightarrow \mu$. Здесь и в дальнейшем действительная часть Δh не учитывается. Как следует из уравнения (4), в приближении (5), (6) средняя функция Грина совпа-

дает с функцией Грина одночастичного уравнения Шредингера с комплексным локальным потенциалом, то есть $g \rightarrow g^{opt}$ [17]:

$$(h(\vec{r}, \varepsilon) - \varepsilon) g^{opt}(\vec{r} \vec{r}', \varepsilon) = -\delta(\vec{r} - \vec{r}'); \quad h(\vec{r}, \varepsilon) = h_0(\vec{r}) + \Delta h_m(\vec{r}, \varepsilon). \quad (7)$$

Отметим, что уравнение (7) можно использовать не только для положительных (как в оптической модели упругого рассеяния), но и для отрицательных энергий. Таким образом, согласно (3), (7) можно вычислить одноквазичастичные силовые функции в приближении оптической модели. Этот вывод согласуется с основным результатом работы [18].

Для практического вычисления одноквазичастичных силовых функций с помощью (3) в этом соотношении удобно отделить угловые переменные, воспользовавшись разложением функции $g(\vec{r} \vec{r}', \varepsilon)$ по шаровым спинорам. В результате получим:

$$S(\varepsilon) = \sum_{j\ell} (2j+1) n_\lambda S_{j\ell}(\varepsilon),$$

$$S_{j\ell}(\varepsilon) = -\frac{1}{\pi} \int \text{Im } g_{j\ell}(r=r', \varepsilon) dr \text{Sgn}(\varepsilon - \mu), \quad (8)$$

где n_λ — число заполнения уровня с квантовыми числами $\lambda \equiv (n_r j \ell)$; $g_{j\ell}(r r', \varepsilon)$ — радиальная функция Грина. Выше порога вылета нуклона ($\varepsilon > 0$) одноквазичастичные силовые функции имеют смысл только для квазистационарных состояний, когда одночастичная ширина для вылета нуклона в континуум $\Gamma^\dagger \ll \Delta$, где Δ — энергетический интервал между соседними одночастичными уровнями с одинаковыми значениями момента и четности. В этом случае для вычисления $S_{j\ell}$ можно использовать соотношение (8), ограничив в нем верхний предел интегрирования величиной $R_{j\ell}$, определяемой из условия $\int S_{j\ell}(\varepsilon) d\varepsilon = 1$. Естественно, что радиус $R_{j\ell}$ находится в подбарьерной области.

2. ОМСК. основные соотношения

При некоторых энергиях возбуждения может оказаться, что одно или несколько входных состояний дают сравнимый с Δh_m вклад в среднюю неприводимую собственно-энергетическую часть. В этом случае входящая в уравнение (4) величина $\Delta h(\vec{r} \vec{r}', \varepsilon)$ содержит нелокальное и немонотонно зависящее от энергии слагаемое:

$$\Delta h = \Delta h_m + \Delta h_p. \quad (9)$$

Конкретный вид $\Delta h_p(\vec{r}\vec{r}'; \epsilon) \equiv \langle \sum_p(\vec{r}\vec{r}'; \epsilon) \rangle$ зависит от природы упомянутых входных состояний. В любом случае уравнения модели удобно сформулировать так, чтобы в качестве исходных фигурировали оптикомодельные, а не оболочечные функции Грина. Первые являются существенно более плавными функциями энергии и потому их использование существенно упрощает численные расчеты. На основании (4), (7) и (9) получим следующее уравнение для средней функции Грина:

$$g(\vec{r}\vec{r}'; \epsilon) = g^{opt}(\vec{r}\vec{r}'; \epsilon) + \int g^{opt}(\vec{r}\vec{r}_1; \epsilon) \Delta h_p(\vec{r}_1\vec{r}_2; \epsilon) g(\vec{r}_2\vec{r}'; \epsilon) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (10)$$

К указанным выше входным состояниям относятся конфигурации "квазичастица+фонон" при условии сильной связи квазичастиц с фононами, когда эта связь приводит к существенной перестройке одноквазичастичного спектра. К фононам, в первую очередь, следует отнести низколежащие коллективные 2^+ -состояния в четных сферических ядрах. Пусть ω_L и L - энергия и угловой момент фонона соответственно, а $V_L(\vec{r})$ - поле, действующее на квазичастицы в процессе поглощения (рождения) фонона. Если фононы описывать феноменологически с помощью параметров динамической деформации (см., например, [19]), то

$$V_L(\vec{r}) = V(r) \sum_{\mu} \alpha_{L\mu} Y_{L\mu}(\vec{n}); \quad V(r) = -R \frac{du}{dr}, \quad (11)$$

где $u(r)$ - среднее поле модели оболочек. Параметры $\beta_L = (\sum_{\mu} |\alpha_{L\mu}|^2)^{1/2}$ можно найти, например, из данных по кулоновскому возбуждению соответствующих однофононных состояний в соседнем четном ядре. Вклад в неприводимую собственно-энергетическую часть $\sum$ конфигураций, содержащих произвольное число фононов, можно явно учесть в приближении, в котором пренебрегается перенормировкой квазичастично-фононной вершины. Вычислив по стандартным правилам [16] величину $\sum_p$, после усреднения по энергетическому интервалу I получим с точностью по крайней мере ω_L/D выражение для Δh_p :

$$\Delta h_p(\vec{r}\vec{r}'; \epsilon) = \sum_L V_L(\vec{r}) V_L^*(\vec{r}') g(\vec{r}\vec{r}'; \epsilon - \omega_L \text{Sgn}(\epsilon - \mu)). \quad (12)$$

После подстановки этого выражения в (10) придем к нелинейному уравнению для средней функции Грина:

$$g(\vec{r}\vec{r}'; \epsilon) = g^{opt}(\vec{r}\vec{r}'; \epsilon) + \sum_L \int g^{opt}(\vec{r}\vec{r}_1; \epsilon) V_L(\vec{r}_1) \times$$

$$* g(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \varepsilon - \omega_L \text{Sgn}(\varepsilon - \mu)) V_L^*(\vec{r}_2) g(\vec{r}_2, \vec{r}', \varepsilon) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (13)$$

В уравнении (13) – основном уравнении ОМСК – учтена связь одноквазичастичного состояния как с "неколлективными" многочастичными конфигурациями (с помощью феноменологического оптического потенциала), так и с многофононными конфигурациями в пренебрежении перенормировкой квазичастично-фононной вершины (аргументы в пользу справедливости этого приближения приведены в разд. 3). Таким образом, ОМСК представляет собой синтез подходов, использованных в [12], [14]: после замены $g(\varepsilon - \omega_L \text{Sgn}(\varepsilon - \mu)) \rightarrow g^{opt}(\varepsilon - \omega_L \text{Sgn}(\varepsilon - \mu))$ уравнение (13) эквивалентно, очевидно, однофононному варианту МСК; в пределе $\Delta k_m \rightarrow 0$ уравнение (13) отвечает одному из случаев, рассмотренных в [14].

Отделение угловых переменных в (13) приводит к системе нелинейных интегральных уравнений для радиальных функций Грина g_{jl} :

$$g_{jl}(rr', \varepsilon) = g_{jl}^{opt}(rr', \varepsilon) + \sum_{Lj'l'} \bar{x}_L^2(jl, j'l') \int g_{jl}^{opt}(rr_1, \varepsilon) V(r_1) * g_{j'l'}(r_1 r_2, \varepsilon - \omega_L \text{Sgn}(\varepsilon - \mu)) V(r_2) g_{jl}(r_2 r', \varepsilon) dr_1 dr_2, \quad (14)$$

где $\bar{x}_L^2 = \beta_L^2 (2j+1)^{-1} (2L+1)^{-1} \langle jl \| Y_L \| j'l' \rangle^2$, $\langle jl \| Y_L \| j'l' \rangle$ – приведенный матричный элемент. Система интегральных уравнений (14) существенно упрощается и переходит в систему функциональных уравнений в приближении "поверхностного" взаимодействия квазичастица-фонон: $R \frac{d\psi}{dr} \rightarrow R u_0 \delta(r-R)$, где u_0 – амплитуда среднего поля, R – радиус ядра. В этом приближении решение системы (14) можно представить в виде

$$g_{jl}(rr', \varepsilon) = g_{jl}^{opt}(rr', \varepsilon) + \frac{\sum_{Lj'l'} \bar{x}_L^2(jl, j'l') g_{jl}^{opt}(rR, \varepsilon) g_{j'l'}(RR, \varepsilon - \omega_L \text{Sgn}(\varepsilon - \mu)) g_{j'l}^{opt}(Rr', \varepsilon)}{1 - \sum_{Lj'l'} \bar{x}_L^2(jl, j'l') g_{jl}^{opt}(RR, \varepsilon) g_{j'l'}(RR, \varepsilon - \omega_L \text{Sgn}(\varepsilon - \mu))}, \quad (15)$$

где $\tilde{x}_L^2 = (R u_0 \bar{x}_L)^2$, а функции $g_{jl}(RR, \varepsilon) \equiv g_{jl}(\varepsilon)$ определяются системой нелинейных функциональных уравнений

$$g_{j'l}(\varepsilon) = g_{j'l}^{opt}(\varepsilon) + \sum_{L, j'l'} \tilde{x}_L^2(j'l, j'l') g_{j'l}^{opt}(\varepsilon) g_{j'l'}(\varepsilon - \omega_L \text{Sgn}(\varepsilon - \mu)) g_{j'l}(\varepsilon). \quad (16)$$

В последующих разделах соотношения (8), (15), (16) используются для качественного и количественного анализа одноквази-частичных силовых функций в среднетяжелых сферических ядрах.

3. Качественный анализ приближений и основных соотношений ОМСК

При энергиях ε , близких к энергии одночастичного уровня ε_λ ($|\varepsilon - \varepsilon_\lambda| \ll \Pi$), когда $g_{j'l}(r, r', \varepsilon) \approx f_\lambda(r) f_\lambda(r') g_\lambda(\varepsilon)$, систему уравнений (16) можно представить в виде

$$g_\lambda(\varepsilon) = g_\lambda^{opt}(\varepsilon) + \sum_{L, \lambda'} \tilde{x}_L^2(\lambda, \lambda') g_\lambda^{opt}(\varepsilon) g_{\lambda'}(\varepsilon - \omega_L \text{Sgn}(\varepsilon - \mu)) g_\lambda(\varepsilon), \quad (17)$$

где согласно (6), (7) $g_\lambda^{opt}(\varepsilon) \approx [\varepsilon - \varepsilon_\lambda + i\omega_{\lambda\lambda} \text{Sgn}(\varepsilon - \mu)]^{-1}$, $\omega_{\lambda\lambda} = \int f_\lambda^2(r) \times \times \omega(r, |\varepsilon - \mu|) dr$; $\tilde{x}_L^2(\lambda, \lambda') = [R\omega_0 f_\lambda(R) f_{\lambda'}(R)]^2 \tilde{x}_L^2(j'l, j'l')$. Сравнение имеющих размерность энергии констант $\tilde{x}_L$ с энергией фононов и с энергетическим интервалом между комбинирующими согласно (14) одночастичными уровнями $|\varepsilon_\lambda - \varepsilon_{\lambda'}|$ позволяет судить о силе связи квазичастиц с фононами. Так, для низколежащих 2^+ -состояний в "мягких" сферических ядрах $\tilde{x}_2(\lambda, \lambda)/\omega_2 \lesssim 1$. Этим обстоятельством и объясняется необходимость явного учета вклада 2^+ -фононов в формирование одноквазичастичных силовых функций, причем в тех случаях, когда $\tilde{x}_2(\lambda, \lambda)/\omega_2 > 1$, нельзя использовать теорию возмущений по взаимодействию квазичастица-фонон (однофононный вариант МСК). Для 3^- -фононов $\tilde{x}_3(\lambda, \lambda) = 0$, поэтому связь квазичастиц с 3^- -фононом, как правило, слабая. В дальнейшем, кроме тех случаев, когда это оговорено особо, рассматривается взаимодействие одноквазичастичных состояний только с 2^+ -фононами.

Для качественного анализа системы уравнений (17) перейдем к пределу $\omega \rightarrow 0$ ($g_\lambda(\varepsilon) \rightarrow G_\lambda(\varepsilon)$), а также воспользуемся приближением, в котором в этих уравнениях пренебрегается недиагональными слагаемыми (приближение "самодействия"). В указанных приближениях система уравнений (17) переходит в функциональное уравнение:

$$G(\varepsilon) = G^{(0)}(\varepsilon) + \tilde{x}_2^2 G^{(0)}(\varepsilon) G(\varepsilon - \omega_2 \text{Sgn}(\varepsilon - \mu)) G(\varepsilon) \quad (18)$$

(индекс λ у соответствующих величин для краткости опущен).
Решение уравнения (18) найдено в [14];

$$G(\varepsilon) = \frac{2}{\omega x} \frac{J_p(x)}{J_{p-1}(x)} ; \quad p = \frac{\varepsilon - \varepsilon_\lambda}{\omega} ; \quad x = 2 \frac{x_2}{\omega} , \quad (19)$$

где $\omega = -\omega_2 \operatorname{Sgn}(\varepsilon - \mu)$, $J_p(x)$ — функция Бесселя. Полюсы и вычеты функции Грина $G(\varepsilon)$ (19) определяют соответственно уровни энергии ε_n^a и распределение одночастичной силы ω_n^a в приближении "самодействия" (то есть для системы "частица + скалярные фононы") в пренебрежении перенормировкой вершины. Из (19) следует, что при больших значениях безразмерной константы связи $\gamma \equiv x_2/\omega_2$ величина $n_{эфф} \approx 2\gamma$ определяет эффективное число фононов, которое необходимо учитывать при исследовании распределения одноквазичастичной силы в указанном приближении. На рис. 1,а приведено распределение ω_n^a для значения $\gamma = 4$.

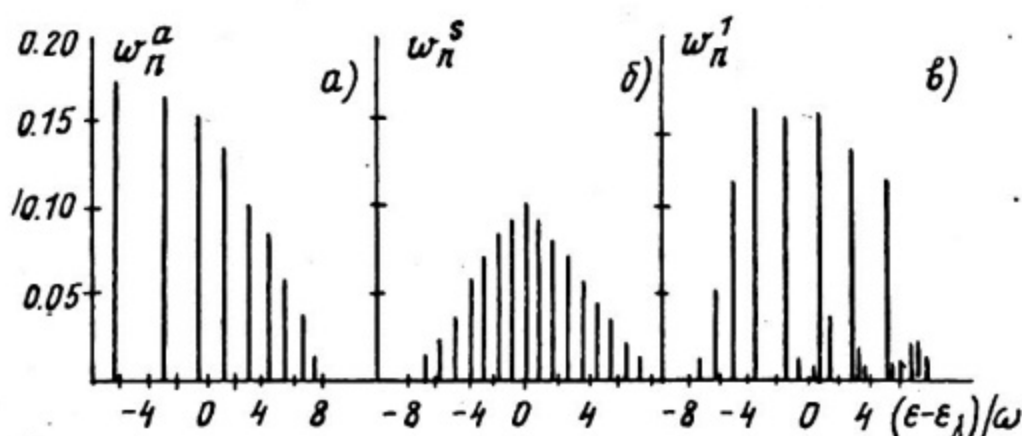


Рис. 1

В случае скалярных фононов перенормировку вершины можно учесть, если воспользоваться тождеством Уорда, дающим связь вершины с точной функцией Грина $G_S(\varepsilon)$ [14]. С учетом указанной связи уравнение для $G_S(\varepsilon)$ линеаризуется. Решение полученного линейного уравнения приведено в [14]:

$$\varepsilon_n^S - \varepsilon_\lambda = (n - \gamma) \omega ; \quad \omega_n^S = e^{-\gamma^2} \gamma^{2n} / n! , \quad (20)$$

так что $n_{эфф} \approx \gamma^2$. Распределение ω_n^S для значения $\gamma = 4$ приведено на рис. 1,б.

Оба рассмотренных случая являются предельными случаями задачи об изолированном j -уровне. Так, если момент квазичастицы $j \gg 2$, то 2^+ -фононы можно считать скалярными, и в 10

этом случае для анализа распределения одноквазичастичной силы можно использовать функции Грина $G_j(\varepsilon)$ [14]. В случае малых j ($j \leq 2$) можно ожидать, что вершина слабо перенормируется из-за кинематического подавления вклада соответствующих графиков теории возмущений [14], и использовать функции Грина $G(\varepsilon)$ (19). Однако как для больших, так и для малых моментов усредненное по энергетическому интервалу I' ($\gamma\omega_2 \gg I' \gg \omega_2$) распределение одноквазичастичной силы $\bar{w}(\varepsilon)$ слабо зависит от перенормировки вершины. Действительно, из (19), (20) следует, что безразмерные моменты $\bar{b}_0, \bar{b}_1, \bar{b}_2$ ($\bar{b}_0 = \sum_n \omega_n, \bar{b}_1 = (1/\omega_2) \sum_n \varepsilon_n \omega_n \equiv \bar{\varepsilon}/\omega, \bar{b}_{k \geq 2} = (1/\omega_2)^k \sum_n (\varepsilon_n - \bar{\varepsilon})^k \omega_n$) распределений w_n^a и w_n^s , а также их средние значения в максимумах $\bar{w}^a(\varepsilon = \varepsilon_\lambda)$ и $\bar{w}^s(\varepsilon = \varepsilon_\lambda)$ близки (табл. 1). Причина состоит в том, что для $j \gg 2$ перенормировка квазичастично-фононной вершины определяется величиной $\partial [\bar{G}^s(\varepsilon)]^{-1} / \partial \varepsilon$ (тождество Уорда), которая порядка единицы в существенном энергетическом интервале $|\varepsilon - \varepsilon_\lambda| \leq \gamma\omega_2$. Таким образом, для анализа $\bar{w}(\varepsilon)$ в указанном интервале можно использовать функцию Грина: либо $\bar{G}(\varepsilon)$, либо $\bar{G}^s(\varepsilon)$. В пользу этого утверждения свидетельствуют также результаты расчетов распределения силы 1^- -фонона (E1-гигантского резонанса) за счет связи с 2^+ -фононами (эта задача формально эквивалентна задаче о распределении одноквазичастичной силы в приближении "самодействия"). В [19] приведено решение соответствующей диагонализационной задачи на базисе состояний, содержащих до четырнадцати 2^+ -фононов. Распределение силы 1^- -фонона w_n^1 для значения $\gamma = 4$ (см. [19], с. 407) приведено на рис. 1, в, а моменты распределения w_n^1 - в табл. 1. Отметим, что $\bar{b}_{k \leq 2}^a \approx \bar{b}_{k \leq 2}^s \approx \bar{b}_{k \leq 2}^1$; $\bar{b}_{k=3}^a \approx \bar{b}_{k=3}^1 \neq \bar{b}_{k=3}^s$. Эти соотношения согласуются со сделанными выше утверждениями.

Таблица 1

Распределение	$\bar{b}_0$	$\bar{b}_1$	$\bar{b}_2^{1/2}$	$\bar{b}_3^{1/3}$
w_n^s	0,93	0,12	3,64	0,23
w_n^a	0,93	0,21	3,96	2,29
w_n^1	1	0,1	4	2

Переходя к рассмотрению затухания одноквазичастичных состояний с большой энергией возбуждения, отметим два момента, позволяющих использовать уравнение (13) для функции Грина

$q(rr', \varepsilon)$ с неперенормированной квазичастично-фононной вершиной: 1) применение оптической модели для описания связи одноквазичастичных состояний с многочастичными означает анализ усредненного по энергетическому интервалу $I \sim \omega_{\lambda\lambda}$ распределения одноквазичастичной силы; 2) в практически важном случае 2^+ -фононов, когда роль соседних одночастичных уровней с той же четностью в релаксации одноквазичастичного состояния является заметной, эффект перенормирования вершины уменьшается как за счет дополнительного кинематического подавления соответствующих графиков из-за хаотичности фаз коэффициентов векторного сложения [14], так и за счет дополнительной фрагментации одноквазичастичной силы и, следовательно, увеличения эффективного интервала усреднения.

Совокупность приведенных в этом разделе аргументов позволяет использовать решение уравнения (13) с неперенормированной квазичастично-фононной вершиной для анализа экспериментальных данных по силовым функциям одноквазичастичных состояний в среднетяжелых сферических ядрах.

В заключение этого раздела отметим, что сильная связь квазичастица-фонон может проявиться только в случае, когда $\omega_2 \approx \omega_{\lambda\lambda}$. В обратном предельном случае ширина одноквазичастичной силовой функции определяется только мнимой частью оптического потенциала.

4. Выбор параметров модели. Метод и результаты расчета одноквазичастичных силовых функций

Чтобы рассчитать силовые функции $S_{jL}(\varepsilon)$ согласно соотношениям (8), (15), (16), необходимо задать параметры потенциала модели оболочек $u(\vec{r})$ и оптической добавки к оболочечному потенциалу $w(r, |\varepsilon - \mu|)$, параметры динамической деформации β_L и энергии фононов ω_L , то есть те же параметры, что и в обычных версиях МСК. Универсальные для среднетяжелых ядер параметры оболочечного потенциала выбраны согласно [21]. Мнимая часть оптического потенциала выбрана в поверхностной форме с не зависящей от энергии интенсивностью $w = 1$ МэВ. Такой выбор обусловлен тем обстоятельством, что с использованием значений $w \approx 1 \div 2$ МэВ удается описать экспериментальные данные по нейтронным силовым функциям и сечениям рассеяния нейтронов низких энергий ядрами в широком интервале атомных масс в рамках простых версий МСК [20]. Отметим в этой связи, что ширина си-

ловой функции слабо зависит от ω , когда $\gamma\omega_2 > \omega_{\lambda\lambda}$ (рис. 2). Энергия возбуждения E_x нечетного ядра с конфигурацией основного состояния λ_0 (или λ_0^{-1}) определена с учетом спаривания нуклонов

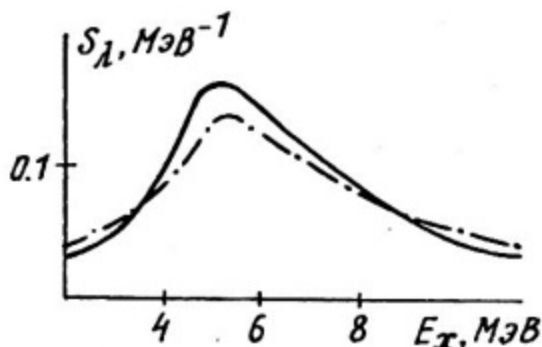


Рис. 2

$$E_x = |\varepsilon - \mu| - \sqrt{(\varepsilon_{\lambda_0} - \mu)^2 + \delta^2}, \quad (21)$$

где параметр парной корреляции δ определен по энергии связи нуклона [22], а химический потенциал μ рассчитан из условия сохранения числа частиц с учетом всех дискретных состояний в оболочечном потенциале. Экспериментальные значения параметров деформации β_L и энергии фононов ω_L для ряда ядер взяты из [20] (табл. 2).

Таблица 2

Ядро	^{90}Zr	^{110}Pd	^{112}Sn	^{116}Sn	^{120}Sn	^{122}Te	^{124}Te	^{130}Te	^{114}Sm	^{208}Pb
L^π	3^-	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	2^+	3^-
ω_L , МэВ	2,75	0,374	1,30	1,29	1,17	0,56	0,60	0,84	1,66	2,61
β_L	0,2	0,252	0,1	0,113	0,112	0,183	0,174	0,127	0,11	0,1

Для расчета силовых функций $S_{jL}(\varepsilon)$ в рамках ОМСК необходимо решить систему нелинейных уравнений (16) относительно функций $g_{jL}(\varepsilon)$. Основная идея метода решения заключается в следующем (для определенности рассматривается однодырочное состояние). При энергии ε_0 вблизи энергии "анти-связанного" состояния связь одноквазичастичного состояния с фононами подавлена в меру отношения $(2x/D)^2$, как это следует из системы (16). Поэтому с указанной точностью $g_{jL}(\varepsilon_0) = g_{jL}^{opt}(\varepsilon_0)$. Далее из системы (16) можно найти значение средней функции Грина при энергии $\varepsilon_0 - \omega_L$, затем при энергии

$\varepsilon_0 - 2\omega_L$ и т.д.*. На практике цепочка уравнений

$$q_{j'l'}(\varepsilon) = q_{j'l'}^{opt}(\varepsilon) \left[1 - \sum_{j_1 l_1} \tilde{x}^2(j'l, j_1 l_1) q_{j'l}^{opt}(\varepsilon) q_{j_1 l_1}(\varepsilon + \omega_L) \right]^{-1},$$

$$q_{j_1 l_1}(\varepsilon + \omega_L) = q_{j_1 l_1}^{opt}(\varepsilon + \omega_L) \left[1 - \sum_{j_2 l_2} \tilde{x}^2(j_1 l_1, j_2 l_2) q_{j_1 l_1}^{opt}(\varepsilon + \omega_L) q_{j_2 l_2}(\varepsilon + 2\omega_L) \right]^{-1},$$

. (22)

$$q_{j_n l_n}(\varepsilon + n\omega_L) = q_{j_n l_n}^{opt}(\varepsilon + n\omega_L) \left[1 - \sum_{j_m l_m} \tilde{x}^2(j_n l_n, j_m l_m) q_{j_n l_n}^{opt}(\varepsilon + n\omega_L) q_{j_m l_m}(\varepsilon + (n+1)\omega_L) \right]^{-1}$$

обрывалась путем замены $q_{j_m l_m} \rightarrow q_{j_m l_m}^{opt}$ вблизи такой энергии ε_0 , при которой величины

$$\left| \sum_{j'l'} \tilde{x}^2(j'l, j'l') q_{j'l'}^{opt}(\varepsilon_0 + \omega_L) q_{j'l}^{opt}(\varepsilon_0) \right| \quad (23)$$

не превышали 0,01 для всех состояний $j'l$, комбинирующих друг с другом согласно (14). После такой замены все функции $q_{j'l}(\varepsilon)$ могут быть найдены по формулам (22).

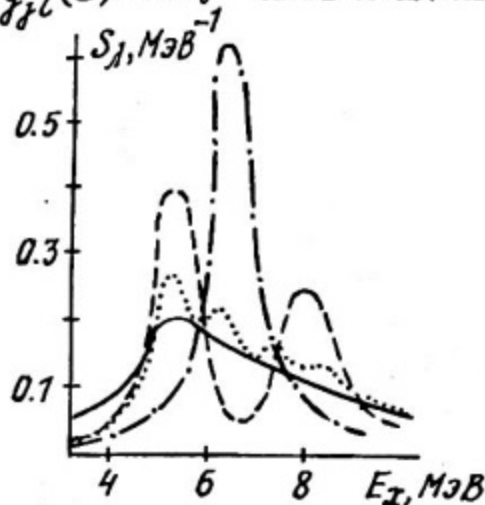


Рис. 3

В качестве иллюстрации метода решения системы (16) на рис. 2-6 приведены результаты расчетов энергетической зависимости силовой функции $(1/q_{g/2})_n^{-1}$ -состояния в ядрах $^{121,123}\text{Te}$, выполненных в различных приближениях: на рис. 2 - в рамках ОМСК с использованием минимой части оптического потенциала с интенсивностью $\omega = 1$ МэВ (сплошная линия) и $\omega = 2$ МэВ (штрихпунктирная линия); на рис. 3 - в рамках оптической модели (штрихпунктирная линия), в однофоновном

* Идея и первая реализация метода принадлежат Б.Б. Матвееву [23].

(штриховая линия) и многофононном (точечная линия) приближениях в случае "самодействия", в рамках ОМСК в общем случае (сплошная линия); на рис. 4 – в однофононном приближении в случае "самодействия" с использованием "поверхностного" взаимодействия квазичастица-фонон (штриховая линия) и взаимодействия (11) (сплошная линия); на рис. 5 – в однофононном приближении с учетом взаимодействия только с 2^+ -фононами (штриховая линия) и 2^+ - и 3^- -фононами (сплошная линия); на рис. 6 – в двухфононном (штриховая линия), пятифононном (штрих-пунктирная линия) и восьмифононном (сплошная линия) приближениях в случае "самодействия" ($\mathcal{L}$ -фононному прибли-

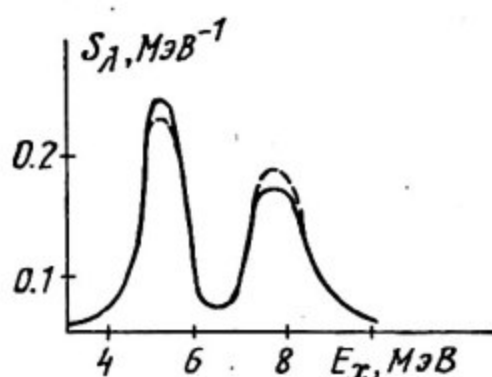


Рис. 4

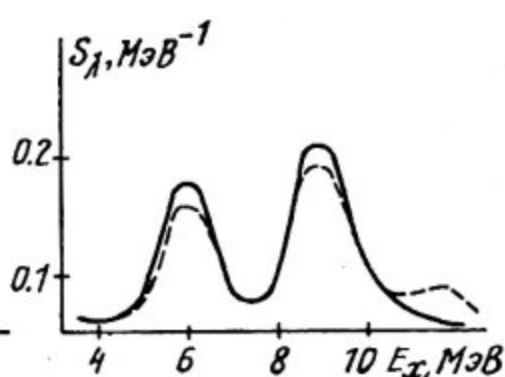


Рис. 5

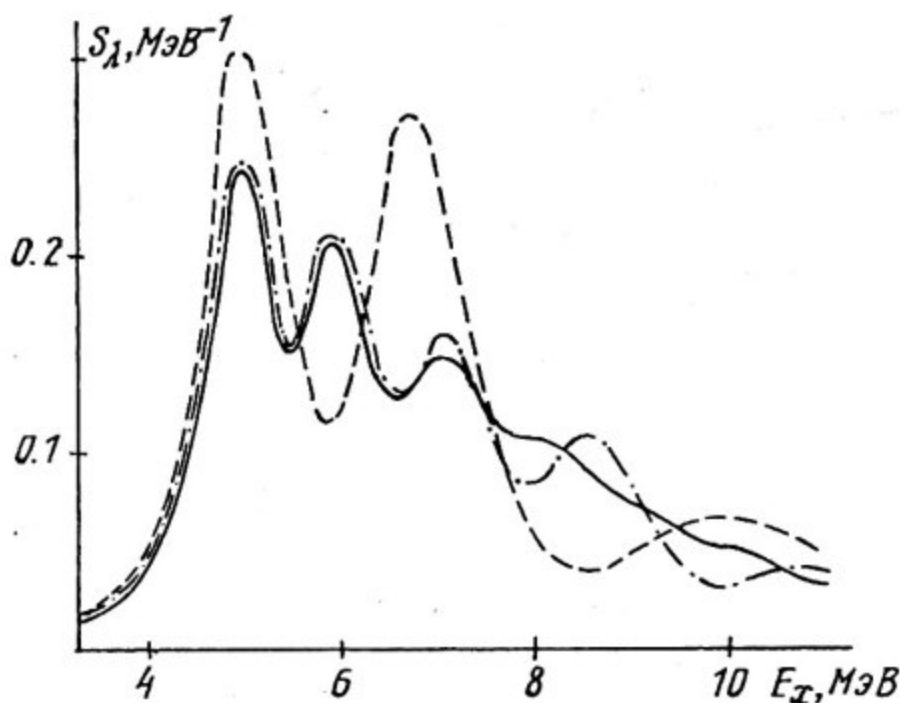


Рис. 6

жению отвечает замена $g \rightarrow g^{opt}$ в n -й формуле (22) для любых ϵ). Из приведенных данных в согласии с результатами качественного рассмотрения (разд. 3) можно сделать следующие выводы:

1) учет взаимодействия одночастичного состояния с многофононными конфигурациями может приводить к результатам, качественно отличающимся как от результатов расчетов в рамках оптической модели, так и от результатов, полученных в однофононном лестничном приближении. В рассмотренном примере необходимо учитывать конфигурации, содержащие до 7-8 фононов. Это число согласуется с оценкой $n_{эфф} \approx 2\psi$;

2) как правило, приближение "самодействия" не дает количественной точности — связь с другими состояниями той же четности приводит к заметной дополнительной фрагментации одночастичного состояния;

3) приближение "поверхностного" взаимодействия квазичастица-фонон обеспечивает достаточную точность расчетов силовых функций в рамках ОМСК;

4) взаимодействие квазичастиц с 3^- -фононом дает малый вклад в формирование одноквазичастичных силовых функций.

Для количественного анализа в рамках ОМСК выбраны одноквазичастичные состояния с энергией возбуждения $5 \div 10 \text{ МэВ}$, по которым имеются экспериментальные данные, позволяющие судить о распределении одноквазичастичной силы [1-10]. Расчеты силовых функций выполнены по формулам (8), (15), (16). Во всех ядрах, кроме ^{89}Zr и ядер-соседей ^{208}Pb , учтена связь квазичастиц только с 2^+ -фононом, в названных ядрах — только с 3^- -фононом. На рис. 7 приведены результаты расчетов энергетической зависимости силовых функций ряда одноквазичастичных состояний в среднетяжелых сферических ядрах в сравнении с экспериментальными данными и соответствующими результатами, полученными в рамках КФМ [24]. На рис. 7,г даны расчетная и экспериментальная [8] энергетические зависимости "взвешенной" силовой функции

$$S_w(\epsilon) = \sum (2j+1) S_j(\epsilon) / \sum (2j+1) \quad (24)$$

квазистационарных состояний $(2f_{7/2})_p, (1h_{9/2})_p, (1i_{13/2})_p$ в ядре ^{145}Eu . (В работе [8] экспериментальные энергетические зависимости силовых функций упомянутых состояний приведены отдельно.) Причина, по которой предпочтительнее анализировать

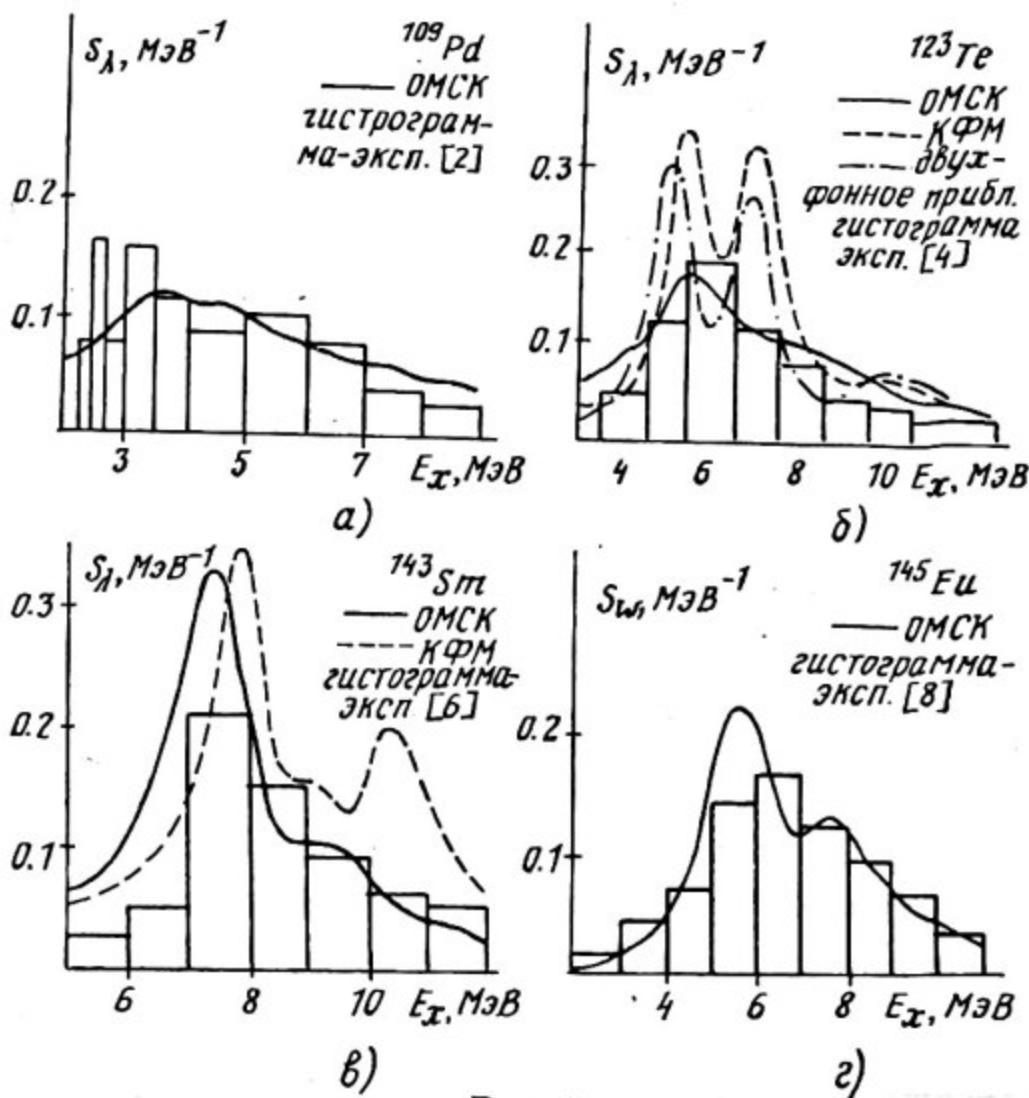


Рис. 7

пропорциональную сечению реакции однонуклонной передачи величину $S_w(\epsilon)$, состоит в том, что экспериментальное разделение вкладов в сечение близких по энергии и моменту состояний (когда $j \gg 1$) может содержать значительные неопределенности.

Для сравнения с экспериментальными данными по расчетной энергетической зависимости силовой функции определены параметры, характеризующие распределение одноквазичастичной силы. К указанным параметрам относятся: 1) определенные для энергетического интервала $E_1 - E_2$ спектроскопические факторы $S_\lambda = \int_{E_1}^{E_2} S_\lambda(E_x) dE_x$, средние энергии $\bar{E}_x = \int_{E_1}^{E_2} E_x S_\lambda(E_x) dE_x / S_\lambda$ и ширины $\Gamma = 2.35 \left(\int_{E_1}^{E_2} (E_x - \bar{E}_x)^2 S_\lambda(E_x) dE_x / S_\lambda \right)^{1/2}$; 2) энергии максимумов E_m и ширины Γ_m одного или двух Гауссианов, которыми может быть аппроксимирована энергетическая зависимость

силовой функции. Определенные таким образом величины приведены в табл. 3 – 5 в сравнении с соответствующими экспериментальными данными. В таблицах приведены также параметры расчетных силовых функций $(1g_{9/2})_n^{-1}$, $(2p_{1/2})_n^{-1}$ и $(2p_{3/2})_n^{-1}$ – состояний в ядре ^{109}Pd и $(1h_{9/2})_n$ и $(1i_{13/2})_n$ в ядре ^{113}Sn , хотя соответствующие экспериментальные величины отсутствуют.

Для ядра ^{109}Pd имеются только данные об энергетической зависимости соответствующих силовых функций [2] (см. рис. 7, а), а для ядра ^{113}Sn – энергетический спектр $^{112}\text{Sn}(\alpha, ^3\text{He})^{113}\text{Sn}$ – реакции [10]. Последний, так же как и расчетная энергетическая зависимость "взвешенной" силовой функции (24) указанных выше состояний, содержит два максимума с энергиями, близкими к энергиям максимумов расчетной зависимости. В табл. 3 – 5 приведены константы связи квазичастиц с фононами: для 2^+ -фононов $-x_2(\lambda, \lambda)/\omega_2$, для 3^- -фононов максимальная из величин $x_3(\lambda \neq \lambda')/\omega_3$ для всех состояний λ' , комбинирующих согласно (14) с исследуемым состоянием λ .

Из приведенных в таблицах и на рисунках данных следует, что в рамках ОМСК с явным учетом взаимодействия квазичастиц только с 2^+ -фононами удастся удовлетворительно описать большинство имеющихся экспериментальных данных по силовым функциям одноквазичастичных состояний с достаточно большой энергией возбуждения. В некоторых случаях, например, в случае подбарьерных протонных состояний в ядре ^{145}Eu , хорошо согласуются расчетные и экспериментальные значения параметров "взвешенной" силовой функции близких по энергии состояний, а не силовых функций отдельных состояний. Это свидетельствует, на наш взгляд, о возможных ошибках в экспериментальном разделении вкладов в сечение реакции однонуклонной передачи одноквазичастичных состояний с близкими большими моментами. Отметим также, что расчетные силовые функции одноквазичастичных состояний в ядрах ^{89}Zr , ^{207}Pb , ^{209}Bi заметно отличаются от экспериментальных. Причину указанного различия еще предстоит выяснить.

Заключение

Удовлетворительная интерпретация большинства известных экспериментальных данных по силовым функциям одноквазичастичных состояний в среднетяжелых сферических ядрах, относительная простота расчетной схемы, использование небольшого числа феноменологических параметров, которые, в основном, оп-

Таблица 3

Ядро	Состояние	$\frac{x}{\omega}$	Интервал энергии, МэВ	$\bar{E}_x$, МэВ		Γ , МэВ		S_λ	
				теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.
^{109}Pd	$(1g_{9/2})^{-1}_\pi$	6,19	2 - 9	5,46	-	4,73	-	0,55	0,55 [2]
	$(2p_{1/2})^{-1}_\pi +$	5,03	2 - 9	6,79	-	3,67	-	0,50	0,45 [2]
	$(2p_{3/2})^{-1}_\pi$	5,22							
^{111}Sn	$(1g_{9/2})^{-1}_\pi$	0,69	3,4-4,5	4,06	4,1 [3]	0,68	0,58 [3]	0,24	0,38 [3]
			3,4-5,3	4,45	4,7 [3]	1,10	1,23 [3]	0,46	0,62 [3]
			4,8-5,8	5,32	5,47 [3]	0,65	0,59 [3]	0,27	0,25 [3]
^{115}Sn	$(1g_{9/2})^{-1}_\pi$	0,86	3,6-6,5	5,19	5,19 [3]	1,62	1,68 [3]	0,50	0,47 [3]
			6,7-8,6	7,40	7,57 [7]	1,30	1,25 [7]	0,20	0,21 [7]
			3,6-10,5	6,13	6,47 [7]	3,47	3,76 [7]	0,78	0,89 [7]
			4,7-7,7	6,71	6,26 [7]	1,44	1,74 [7]	0,34	0,26 [7]
	$(2p_{1/2})^{-1}_\pi +$ $(2p_{3/2})^{-1}_\pi$	0,69	2,6-10	7,90	6,58 [7]	3,23	4,63 [7]	0,80	0,45 [7]
		0,71							

Продолжение табл. 3

Ядро	Состояние	$\frac{x}{\omega}$	Интервал энергии, МэВ	$\bar{E}_x$, МэВ		Γ , МэВ		S_λ	
				теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.
^{119}Sn	$(1g_{9/2})^{-1}_n$	0,93	4,3-6,5	5,57	5,61 [3]	1,30	1,05 [3]	0,42	0,25 [3]
			3,8-6,5	5,51	5,39 [3]	1,62	1,55 [3]	0,48	0,28 [3]
^{121}Te	$(1g_{9/2})^{-1}_n$	2,74	3,8-6,0	5,03	5,0	1,41	1,9 [4]	0,30	0,46 [4]
			6,0-9,5	7,52	8,2 [4]	2,38	-	0,35	-
^{123}Te	$(1g_{9/2})^{-1}_n$	2,73	4,2-9,5	6,52	5,5 [4]	3,24	3,5 [4]	0,60	0,55 [4]
			4,2-6,7	5,46	5,5 [4]	1,61	1,9 [4]	0,36	0,40 [4]
^{129}Te	$(1g_{9/2})^{-1}_n$	1,50	4 - 10	7,13	7,5 [4]	3,32	4,9 [4]	0,74	0,52 [4]
			4,6-7,3	6,26	6,0 [4]	1,66	2,4 [4]	0,41	0,33 [4]
^{143}Sm	$(1g_{9/2})^{-1}_n$	0,59	6 - 12	8,01	7,6 [6]	3,10	3,0 [6]	0,74	0,52 [6]
^{145}Eu	$(2f_{7/2})_p$	1,13	2 - 9	5,66	4,3 [8]	3,71	1,6 [8]	0,70	0,43 [8]
	$(1h_{9/2})_p$	0,87	3 - 12	6,44	5,9 [8]	3,90	1,23 [8]	0,89	0,75 [8]
	$(1i_{13/2})_p$	1,33	3 - 12	7,38	7,6 [8]	4,41	4,0 [8]	0,84	0,54 [8]

Таблица 4

Ядро	Состояние	$\frac{x}{\omega}$	Интервал энергии, МэВ	$\bar{E}_x$, МэВ		Γ , МэВ		S_λ	
				теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.
^{89}Zr	$(1f_{5/2})^{-1}_n +$	0,05	0 - 20	7,01	6,0 [9]	5,61	4,1 [9]	0,92	0,63 [9]
	$(1f_{7/2})^{-1}_n$	0,09							
^{207}Pb	$(1h_{11/2})^{-1}_n$	0,43	6,7-10,5	8,78	8,5 [1]	1,51	3,7 [1]	0,81	-
	$(1g_{9/2})^{-1}_n$	0,24	10,5-17,5	14,9	14 [1]	2,44	5,1 [1]	0,97	0,92 [1]
^{209}Bi	$(1i_{11/2})_p$	0,08	4 - 13	8,13	7,8 [8]	2,88	4,8 [8]	0,98	0,72 [8]
	$(1j_{15/2})_p$	0,11	4 - 13	8,19	7,4 [8]	4,04	5,4 [8]	0,92	0,77 [8]

Таблица 5

Ядро	Состояние	$\frac{x}{\omega}$	E_π , МэВ		Γ_π , МэВ	
			теор.	эксп.	теор.	эксп.
^{113}Sn	$(1h_{9/2})^+_n + (1i_{13/2})^+_n$	0,76	6,82	-	1,26	-
		1,68	8,81	-	4,48	-
^{117}Sb	$(1h_{9/2})^+_p + (1i_{13/2})^+_p$	2,05	10,3	10,8 [8]	5,60	5,5 [8]
		2,19				
^{145}Eu	$(2f_{7/2})^+_p$ $(1h_{9/2})^+_p$ $(1i_{13/2})^+_p$	1,13				
		0,87	5,49	5,9 [5]	1,25	1,2 [5]
		1,33	7,09	7,6 [5]	4,90	4,0 [5]

ределяются из независимых данных, делают ОМСК конструктивным методом теоретической интерпретации наблюдаемых следствий релаксации одночастичной степени свободы в ядре. Можно надеяться на успешное применение ОМСК к традиционным для простых версий МСК задачам нейтронной физики: теоретической интерпретации абсолютной величины и A -зависимости приведенных нейтронных силовых функций, абсолютной величины и энергетической зависимости полных и дифференциальных сечений упругого и неупругого (с возбуждением первого 2^+ -уровня) рассеяния нейтронов низких энергий сферическими ядрами. Другим применением ОМСК может быть количественная интерпретация уширения гигантских резонансов при переходе от "жестких" сферических ядер к "мягким". Перечисленные задачи составят предмет дальнейших исследований.

Литература

1. Gales S., Grawley G., Weber D., Zwiegliniski B. Inner hole states in ^{207}Pb via the $^{208}\text{Pb} (^3\text{He}, \alpha) ^{207}\text{Pb}$ reactions at 70 MeV. - *Phys. Rev.*, 1978, v. C18, N6, p. 2475-2485.
2. Scholten O., Haraken M., Van Der Plicht M. e. a. Neutron pickup reactions on the even palladium isotops and the deeply bound holestates excitation. - *Nucl. Phys.*, 1980, v. A348, N 2,3, p. 301-320.
3. Gales S. High-lying neutron hole strengths observed in pick-up reactions. - *Nucl. Phys.*, 1981, v. A354, N 1,2, p. 193-234.
4. Gales S., Grawley G., Weber D., Zwiegliniski B. Neutron-hole strength distributions in heavy nuclei (I). The reactions $^{124,130}\text{Te} (^3\text{He}, \alpha) ^{123,129}\text{Te}$ and $^{122,124,130}\text{Te} (p, d) ^{121,123,129}\text{Te}$. - *Nucl. Phys.*, 1982, v. A381, N2, p. 173-194.
5. Gales S., Massolo C., Fortier S., Gerlic E. e. a. High-lying proton strengths observed in stripping reactions. - *Phys. Rev. Lett.*, 1982, v. 48, N23, p. 1593-1596.
6. Gales S., Grawley G., Weber D., Zwiegliniski B. Neutron-hole strength distributions in heavy nuclei (II). The $^{144,148,152}\text{Sm} (^3\text{He}, \alpha) ^{143,147,151}\text{Sm}$ reactions. - *Nucl. Phys.*, 1983, v. A398, N1, p. 19-58.
7. Matoba M., Ijiri H., Kametani H. e. a. Strength functions of deeply bound hole states in ^{115}Sn . - *Phys. Lett.*, 1984, v. 149B, N1-3, p. 50-54.

8. Gales S., Massolo C., Fortier S. e.a. Proton stripping to outer subshells and the damping of single-particle states: ^{116}Sm , ^{144}Sm , and ^{208}Pb (α, t) reactions at 80 MeV. - *Phys. Rev.*, 1985, v. C31, N1, p. 94-110.

9. Den Herder J., Dunn P., Jans E. e.a. Fragmentation of the 1f-hole strength in ^{90}Zr studied with the ($ee'p$) reactions. - *Phys. Lett.*, 1985, v. 161B, N1, p. 65-69.

10. Gales S. Deep-hole and high-lying particle states in heavy nuclei. - In *Proc. of the Niels Bohr Centennial Conf. Amsterdam: NHPC*, 1985, p. 57-77.

11. Немировский П.Э. Современные модели атомного ядра. - М.: Атомиздат, 1960. - 281 стр.

12. Tamura T. Analyses of the scattering nuclear particles by collective nuclei in terms of the coupled-channel calculation. - *Rev. Mod. Phys.*, 1965, v. 37, N4, p. 679-708.

13. Вдовин А.И., Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. Квазичастично-фононная модель ядра. У. Нечетные сферические ядра. - *ЭЧАЯ*, 1985, вып. 16, № 2, с. 245 - 279.

14. Беляев С.Т., Зелевинский В.Г. Об энергетическом спектре нечетных сферических ядер. - *ЯФ*, 1966, т. 1, № 1, с. 13 - 26.

15. Matveev B.B., Tulupov B.A., Muraviev S.E., Urin M.G. On the damping of the deep-lying hole states in spherical nuclei. - *Phys. Lett.*, 1986, v. 167B, N3, p. 255-258.

16. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. - М.: ГИФМЛ, 1962. - 444 с.

17. Урин М.Г. Фотонейтронные реакции вблизи порога и оптическая модель. - *ЭЧАЯ*, 1977, вып. 8, № 4, с. 817 - 846.

18. Klevansky S., Lemmer R. Deep-lying hole states in optical model. - *Phys. Rev.*, 1982, v. C25, N6, p. 3137-3145.

19. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т.2. - М.: Мир, 1977. - 664 с.

20. Конобеевский Е.С., Попов В.И. Возбуждение коллективных состояний при неупругом рассеянии нейтронов низкой энергии в области Зр-резонанса. - *ЯФ*, 1981, т. 33, № 1, с. 14-27.

21. Чепурнов В.А. Среднее поле нейтронов и протонов. Оболочки с $N > 126$ и $Z > 82$. - *ЯФ*, 1967, т. 6, № 5, с. 955 - 960.

22. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер.
— М.: Атомиздат, 1974. — 326 с.
23. Матвеев Б.Б., Муравьев С.Е., Тулупов Б.А., Урин М.Г.
Препринт ИЯИ АН СССР. — 1984, П-0353.
24. *Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. The description of the fragmentation of the one-quasiparticle states in spherical nuclei. — Nucl. Phys., 1980, v. A342, N2, p. 261-282.*
-

Рукопись поступила в издательский отдел 13.04.87.

Ответственный за выпуск С.Е. Муравьев

Редактор Н.М. Соболева
Техн. редактор З.И. Хазова
Корректор Н.П. Молодчинова

Л.— 79407	Подписано в печать 22/5 - 1987г.	
Формат 60x84 1/16	Объем 1,5 п.л.	Уч.—изд.л. 1,5
Тираж 120 экз.	Изд. № 029-87	Заказ 1377
	Цена 10 коп.	

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31