

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3167/82

12/7-82

P4-82-257



В.В.Пальчик

СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ
ЕЛ-ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЯДРЕ ^{16}O

1982

I. Введение

Распределение силы частично-дырочных EL -переходов в легких ядрах до сих пор является предметом интенсивных экспериментальных исследований в реакциях неупругого рассеяния электронов, α -частиц и т.д. Полученные результаты анализируются в ряде недавних обзорных работ^{/1,2/}. Отмечаются такие характерные черты, как значительная фрагментация изовекторного $E1$ - и изоскалярного $E2$ -резонансов. Хорошо наблюдается низкоэнергетический ($L=3$)-резонанс. Относительно других мультипольностей экспериментальные сведения пока еще скудны и зачастую противоречивы.

К настоящему времени проведено много расчетов характеристик резонансных состояний в различных модельных подходах (см. обзоры^{/1,2/}). В связи с этим современные модели должны удовлетворять по крайней мере двум важным требованиям:

а) удовлетворять условию согласования, налагаемому трансляционной инвариантностью (расчет должен быть самосогласованным);

б) точно учитывать непрерывный спектр, что обеспечивает полноту одночастичного базиса и естественным образом дает *escape*-ширину резонансным состояниям выше порога вылета нуклона.

Среди большого количества теоретических работ по резонансам в легких ядрах сравнительно немногие отвечают этим требованиям, среди них работа^{/3/}, в которой используются зависящие от плотности силы Скирма. Однако надежность теоретических предсказаний в таком подходе снижается из-за неоднозначности выбора довольно большого числа параметров эффективных взаимодействий. Кроме того, самосогласованный потенциал, полученный в расчетах с силами Скирма, как правило, значительно хуже воспроизводит одночастичные спектры в околомагических ядрах, чем феноменологические потенциалы типа Вудса-Саксона. Поэтому для получения удовлетворительного согласия рассчитанных спектров низколежащих коллективных состояний с экспериментальными данными приходится варьировать параметры взаимодействий, что нарушает самосогласование.

В связи с этим естественно возникает желание построить простую самосогласованную модель на основе феноменологического оболочечного потенциала, в которой форма и параметры взаимодействий определились бы условием согласования. Такая модель, удовлетворяющая всем

Объединенный институт

ядерной физики

БИБЛИОТЕКА

вышеуказанным требованиям, была предложена в работе^{/4/}, и на ее основе проведены подробные расчеты для ядра ^{208}Pb ^{/5/}. Эти работы показали, что в тяжелых ядрах такая модель, в сущности, так же хорошо описывает характеристики спектров частично-дырочных возбуждений, как и другие, значительно более изощренные подходы.

В данной работе эта модель используется для расчета распределений частично-дырочных EL -переходов в таком легком ядре, как ^{16}O , с целью проверки ее применимости в этой области ядер. Проведен систематический расчет радиационных силовых функций возбуждений с мультипольностями $1 \leq L \leq 4$, определено положение максимумов, escape-ширины Γ^{\dagger} и изучена изотопическая структура распределений частично-дырочных переходов. Вычислены энергетически-взвешенные правила сумм. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными и с результатами, полученными в других подходах.

2. Эффективные взаимодействия

Эффективные взаимодействия предполагаются сепарабельными и определяются по одночастичному потенциалу с помощью условия трансляционной инвариантности. Пусть задан сферический оболочечный потенциал

$$U(z) = U^{(0)}(z) + U^{(1)}(z)\tau_z + U^c(z)\frac{1}{2}(1-\tau_z), \quad (1)$$

где $U^{(0)}$, $U^{(1)}$ и U^c - соответственно изоскалярный, изовекторный и кулоновский потенциалы, τ_z - проекция изоспина нуклона (+1 для нейтронов и -1 для протонов). Тогда эффективные силы, согласованные с потенциалом, получаются в виде ^{/4,5/}

$$\mathcal{F}(\vec{z}, \vec{z}') = \mathcal{F}^{(0)}(\vec{z}, \vec{z}') + \mathcal{F}^{(1)}(\vec{z}, \vec{z}')(\vec{z} \cdot \vec{z}') + \mathcal{F}^c(\vec{z}, \vec{z}')\frac{1}{4}(1-\tau_z)(1-\tau_{z'}), \quad (2)$$

$$\mathcal{F}^{(K)}(\vec{z}, \vec{z}') = \chi^{(K)} \frac{\partial U^{(K)}}{\partial z} \frac{\partial U^{(K)}}{\partial z'} \sum_{LM} Y_{LM}(\theta, \varphi) Y_{LM}^*(\theta', \varphi'), \quad (3)$$

$$K=0,1,$$

$$\mathcal{F}^c(\vec{z}, \vec{z}') = \sum_L \chi_L^c \Phi_L^c(z) \Phi_L^c(z') \sum_M Y_{LM}(\theta, \varphi) Y_{LM}^*(\theta', \varphi'), \quad (4)$$

$$\Phi_L^c(z) = -\frac{3e^2(z-1)}{(2L+1)R_c^2} \cdot \begin{cases} (z/R_c)^L, & z \leq R_c, \\ (R_c/z)^{L+1}, & z > R_c. \end{cases} \quad (5)$$

Вид Φ_L^c соответствует кулоновскому потенциалу однородно заряженной сферы радиуса R_c . Константы взаимодействий также определяются условиями согласования, причем $\chi^{(0)}$ и $\chi^{(1)}$ не зависят от L :

$$(\chi^{(K)})^{-1} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\partial U^{(K)}}{\partial z} \frac{\partial \rho^{(K)}}{\partial z} r^2 dz, \quad (6)$$

$$\rho^{(0)} = \rho_n + \rho_p, \quad \rho^{(1)} = \rho_n - \rho_p, \quad K=0,1;$$

где ρ_n и ρ_p - оболочечное распределение плотности нейтронов и протонов. Константа χ_L^c слабо зависит от L :

$$(\chi_L^c)^{-1} = \frac{1}{4\pi} \int \Phi_L^c(z) \frac{\partial \rho_p}{\partial z} r^2 dz. \quad (7)$$

В случае ядра ^{16}O с $N=Z$ константа изовекторных сил находится предельным переходом $N-Z \rightarrow 0$, в котором предполагается, что

$$U^{(1)} = -\eta \frac{N-Z}{A} U^{(0)} \quad \text{и} \quad \rho^{(1)} \approx \frac{N-Z}{A} \rho^{(0)}. \quad \text{Тогда для радиальной части}$$

изовекторных сил получаем:

$$\mathcal{F}^{(1)}(z, z') \equiv \chi^{(1)} \frac{\partial U^{(1)}}{\partial z} \frac{\partial U^{(1)}}{\partial z'} = \tilde{\chi}^{(1)} \frac{\partial U^{(0)}}{\partial z} \frac{\partial U^{(0)}}{\partial z'}, \quad (8)$$

$$\tilde{\chi}^{(1)} = -\eta \chi^{(0)}. \quad (9)$$

Величина η определяется из расчетов для ядер с $N \neq Z$ и в дальнейшем полагается равной 0,8. Такое значение параметра η позволяет согласовать с экспериментальными данными вычисленные положения максимумов $E1$ -резонансов.

3. Расчеты и обсуждение результатов

Спектр возбуждений мультипольности L выше энергии сепарации нуклонов является непрерывным и обычно характеризуется силовой функцией ^{/6/}:

$$S_L^{(\tau)}(\omega) = -\frac{2L+1}{\pi} \text{Im} \int V_{oL}^{(\tau)}(z) A_L^{(\tau)}(z, z'; \omega) \times V_L^{(\tau)}(z', \omega) r^2 dz z'^2 dz', \quad \tau = n, p, \quad (10)$$

где $V_{oL}^{(\tau)}$ - внешнее поле, $V_L^{(\tau)}$ - зависящие от энергии возбуждения ω эффективные поля, действующие на нуклоны при включении

эффективных взаимодействий, $A_L^{(\tau)}$ — частично-дырочный пропагатор, который вычисляется в координатном представлении^{/7/}. Изотопическая структура возбуждений характеризуется изоскалярной ($T=0$) и изовекторной ($T=1$) силовыми функциями:

$$S_L(\omega, T=0) = \frac{Z}{A} [S_L^{(m)}(\omega) + S_L^{(n)}(\omega)], \quad (II)$$

$$S_L(\omega, T=1) = \frac{N}{A} S_L^{(p)}(\omega) - \frac{Z}{A} S_L^{(n)}(\omega). \quad (I2)$$

Численные расчеты проведены в ядре ^{16}O со сферическим потенциалом Вудса-Саксона в обычной параметризации Чепурнова^{/8/}. Глубина потенциальной ямы немного варьировалась для различных (ℓ, j) состояний с тем, чтобы воспроизвести экспериментально наблюдаемый одночастичный спектр.

Самосогласованный расчет с учетом трансляционной инвариантности позволяет корректно выделить "духовое" 1^- состояние ($\omega=0$). Это особенно важно при построении потенциала Хартри-фока из эффективных взаимодействий типа сил Скимра. Если самосогласование не сделано, то, как отмечено в^{/9/}, положение гигантского квадрупольного резонанса становится очень чувствительным к энергиям частично-дырочных возбуждений. Отметим, что во многих работах с силами Скимра "дух" корректно не отделяется (см., например, ^{/10/}).

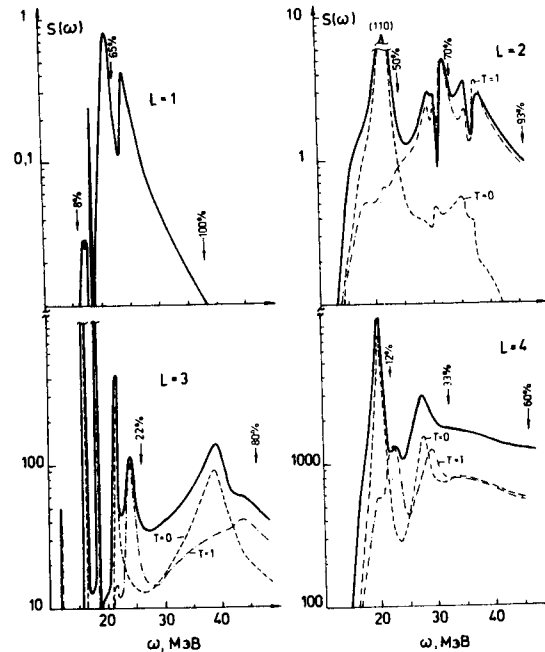
На рисунке приведены расчеты силовых функций для электрических возбуждений с мультипольностями $L=1-4$. Для $L>1$ сплошной линией показана радиационная, пунктирной — изоскалярная и штрих-пунктирной — изовекторная силовые функции. Для $L=1$ приведена изовекторная силовая функция. Цифры на рисунке относятся к силовым функциям, показанным сплошной линией, и соответствуют доле энергетически-взвешенного правила сумм (ЭВПС), которая исчерпывается на интервале энергий от нуля до указанного стрелкой значения.

В таблице приведены характеристики некоторых хорошо локализованных резонансов, которые сравниваются с расчетами других авторов и с экспериментальными данными.

Отметим хорошее согласие вычисленных энергий дипольных резонансов с экспериментальными^{/12/}, что, конечно, обусловлено выбором параметра η . Однако энергии резонансов не очень чувствительны к величине этого параметра. Так, при уменьшении η вдвое энергии соответствующих резонансов равны 20,0 и 23,7 МэВ. При этом перераспределяется сила переходов в этих резонансах (52% и 27% ЭВПС соответственно) при сохранении суммарной силы перехода. Как видно из таблицы, суммарный вклад обоих резонансов в ЭВПС превышает экспериментальное

Силовые функции электрических возбуждений (в единицах $e^2_{\text{эм}} 2L / \text{МэВ}$) с $L=1-4$ в ^{16}O .

(Пояснения см. в тексте).



значение, поскольку в наших расчетах сила $E1$ -переходов практически сконцентрирована в этих двух резонансах. В то же время в расчетах с силами Скимра она распределена по более широкому энергетическому интервалу. Хотя качественно это согласуется с экспериментальными данными, однако количественное распределение далеко от согласия с экспериментом. В таблице даны также вычисленные нами escape-ширины, которые сравниваются с полными ширинами, наблюдаемыми на эксперименте. Для 1^- -резонансов escape-ширины оказываются того же порядка, что и экспериментальные.

Наиболее полно в теоретических и экспериментальных работах обсуждался изоскалярный ($T=0$) гигантский квадрупольный резонанс. Из экспериментов по неупругому рассеянию α -частиц установлено, что в ^{16}O существует широкая структура с центром в районе 21-22 МэВ и полной шириной ~ 10 МэВ^{/13/}. Качественно сходная картина получена во многих других экспериментах (e, e'), ($^3He, ^3He'$), (p, p'), (α, α').

Однако в частично-дырочных ($1p-1h$)-расчетах этот резонанс является чистой протонной ($1f_{7/2}, 1p_{3/2}$)-конфигурацией с энергией 21-22 МэВ и escape-шириной $\Gamma_1 \sim 1$ МэВ^{/3,9,10/}. Примерно такие же результаты получены и в наших расчетах (см. таблицу и рисунок).

Наблюдаемую на эксперименте структуру удалось частично объяснить включением в расчеты ($2p-2h$)-конфигураций^{/15,16/}. Однако и

эти расчеты не смогли объяснить положение нескольких экспериментально наблюдаемых 2^+ -уровней ниже энергии 15 МэВ. По-видимому, здесь включаются в игру еще более сложные $np-nh$ ($n > 2$)-конфигурации, расчеты с которыми весьма проблематичны из-за больших вычислительных трудностей.

Высоколежащая гросс-структура в районе 25-45 МэВ для $L=2$ на рисунке соответствует изовекторному ($T=1$) квадрупольному резонансу. На этом интервале исчерпывается $\approx 70\%$ ЭВПС ($T=1$), что хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными в реакции (γ, n_0)^{13/}. Отметим, что наши расчеты качественно согласуются с результатами

Таблица

Сравнение различных теоретических расчетов резонансов в ^{16}O с экспериментальными данными

$L^* T$	характеристики	расчет	раб./11/	раб./10/	эксп./12-14/
$1^- 1$	$E_1, \text{МэВ}$	21,4	19,5	22,5	22,2 22,3
	$\Gamma_1, \text{МэВ}$	1,2	-		0,7
	$B(E1), \text{одн.ед.}$	1,0	0,7	1,1	
	ЭВПС, %	37	11		
	$E_2, \text{МэВ}$	24,3	23,5	23,1 24,6	24,1 25,1 24
	$\Gamma_2, \text{МэВ}$	2,0	-		0,6 3,1
	$B(E1), \text{одн.ед.}$	0,8	0,7	0,3 0,2	
	ЭВПС, %	39	26		
	ЭВПС, % (18-30 МэВ)	78	60		60
	$2^+ 0$	$E, \text{МэВ}$	21,7	19,5	22,6
$\Gamma, \text{МэВ}$		0,8	-	~ 1	$\sim 10 \sim 10$
$B(E2), \text{одн.ед.}$		6,4	6,1	8,3	
ЭВПС, %		80	62		67 \pm 25 40 $^{+20}_{-10}$
$2^+ 1$	$E, \text{МэВ}$	25-45	25-39	36 42	25-45
	ЭВПС, %	70	56		68
$3^- 0$	$E, \text{МэВ}$	5,8	6,3	9,8	6,13
	$B(E3), \text{одн.ед.}$	15,4	4	8,9	14 \pm 0,7

других работ. В работе^{15/} отмечается, что учет сложных конфигураций не меняет положения изовекторного $E2$ -резонанса.

Интересно отметить, что в наших расчетах без каких-либо подгонок хорошо описывается нижайшее 3^- -возбуждение. Вычисленные энергия и $B(E3)$ хорошо согласуются с экспериментальными данными^{14/}. В расчетах же с силами Скирма (см. таблицу) вероятность перехода оказывается заниженной, а в расчетах с зависящими от плотности δ -силами^{17/} значение $B(E3)$ завышено (38 одн.ед.).

Ярко выраженные 3^- -резонансные структуры получаются в интервале 15-25 МэВ, причем резонансы при энергиях 15,8 и 21,8 - изоскалярные, а при 18,4 и 24,2 - изовекторные. В высокоэнергетической части спектра получается широкий максимум ($T=0$) при энергии ~ 38 МэВ и гросс-структура в изовекторной силовой функции при энергии выше 40 МэВ.

Что касается $L=4$, то здесь хорошо отделяется изоскалярный резонанс при энергии 20 МэВ. С ростом энергии возбуждения растет смешивание по изоспину, так что гросс-структуру при энергии выше 25 МэВ уже трудно характеризовать каким-либо значением изотопического спина. Расчеты^{15/} показывают, что учет ($2p-2h$)-конфигураций слабо меняет спектр $E4$ -возбуждений (происходит некоторое рассасывание изоскалярного гигантского резонанса по другим состояниям).

Характерной особенностью полученных распределений является то, что все ярко выраженные резонансные структуры для рассмотренных мультипольностей получаются в области энергии 20 МэВ, что качественно согласуется с результатами экспериментальных исследований. Это обстоятельство затрудняет разделение резонансов различных мультипольностей в экспериментах. Отметим также, что с ростом мультипольности частично-дырочные переходы* распределяются по все более широкому энергетическому интервалу, что следует из приведенных на рисунке ЭВПС.

Показанные на рисунке распределения частично-дырочных переходов соответствуют возбуждению ядер в электромагнитных процессах. При изменении характера внешнего поля эти распределения будут изменяться. В частности, для поверхностных ядерных полей типа $\frac{\partial U}{\partial z} Y_{LM}$, где U - самосогласованное поле, частично-дырочная силовая функция распределяется по значительно более широкому энергетическому интервалу, резко растущему с $L/18$. По-видимому, качественное изменение характера распределений можно будет наблюдать в реакциях с тяжелыми ионами.

В целом можно сделать заключение, что проведенные расчеты в рамках простой самосогласованной модели приводят к качественно тем

же результатам, что и расчеты с другими, более сложными эффективными взаимодействиями.

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить Н.И.Пятова и С.А.Фаянса за оказанную помощь и плодотворное обсуждение работы.

Литература

1. Speth J., Woude A. Rep. Prog. Phys., 1981, 44, p.719.
2. Камерджиев С.П. В сб.: Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. "Наука", М., 1979, с.93.
3. Bertsch G.F., Tsai S.F. Phys. Rep., 1975, 18C, p.125.
4. Гареев Ф.А. и др. ЯФ, 1981, 33, с.645.
5. Пальчик В.В., Пятов Н.И., Фаянс С.А. ЯФ, 1981, 34, с.903; ОИЯИ, Р4-81-475, Дубна, 1981.
6. Мигдал А.Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965.
7. Борзов И.Н., Фаянс С.А. Препринт ФЭИ-И129, Обнинск, 1981.
8. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 16, с.955.
9. Shlomo S., Bertsch G. Nucl. Phys., 1975, A243, p.507.
10. Krewald S. et. al. Nucl. Phys., 1977, A281, p.166.
11. Liu K.F., Brown G.E. Nucl. Phys., 1976, A265, p.385.
12. Ahrens J. et.al. Proc. Int. Conf. on nuclear structure, Sendai, Japan, 1972, p.213; O'Connel W., J., Hanna S.S. Phys. Rev., 1978, C17, p.892.
16. Hoshino T., Arima A. Phys. Rev. Lett., 1976, 37, p.266; Knöpfer W., Huber M.G., Z. Phys., 1976, A236, p.99.
17. Бирбраир Б.Л. Изв.АН СССР (сер.физ.), 1979, 43, с.2242.
18. Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Фаянс С.А. ЯФ, 1981, 34, с.648; Пальчик В.В., Пятов Н.И., Фаянс С.А. ОИЯИ, Р4-82-85, Дубна, 1982.
13. Knöpfle K.T. et.al. Phys. Lett., 1978, 74B, p.191; Harakeh M.N. et.al. Nucl. Phys., 1976, A265, p.189; Phillips T.W., Johnson R.G. Phys. Rev., 1979, C20, p.1689.
14. Miska H. et.al. Phys. Lett., 1975, 58B, p.155.
15. Dehesa J.S. et.al. Phys. Rev., 1977, C15, p.1858.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 апреля 1982 года.