

УДК 539.1

О СПИН-ОРБИТАЛЬНОМ РАСЩЕПЛЕНИИ
НЕЙТРОННЫХ $3p$ -СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ В ИЗОТОПАХ Sn

В.В.Воронов, Ч.Стоянов*

В рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитаны s - и p -волновые нейтронные силовые функции для изотопов $^{117,119,121,123,125}\text{Sn}$. В квазичастично-фононной модели силовые функции выражаются через одно-квазичастичные компоненты волновых функций, которые расфрагментированы по многим ядерным уровням из-за остаточного взаимодействия. Показано, что p -волновые силовые функции для состояний с угловым моментом $J = 1/2$ заметно превосходят силовые функции для состояний $J = 3/2$. Это согласуется с экспериментальными данными по спин-орбитальному расщеплению $3p$ -силовых нейтронных функций, полученными в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

On Spin-Orbital Splitting of Neutron
 $3p$ -Strength Functions in Sn Isotopes

V.V.Voronov, Ch.Stoyanov

The s - and p -wave neutron strength functions in $^{117,119,121,123,125}\text{Sn}$ are calculated within the quasiparticle-phonon nuclear model. The neutron strength functions are defined by the fragmentation of one-quasiparticle components of the wave functions over many nuclear states due to a residual interaction. It is shown that the p -wave strength functions with the angular momentum of the compound nuclei $J = 1/2$ are much higher than ones with $J = 3/2$. These results are in agreement with the experimental data on spin-orbital splitting of $3p$ -strength neutron functions obtained at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

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

* Институт ядерных исследований и ядерной энергетики
БАН, София, НРБ

До недавнего времени вопрос о существовании спин-орбитального расщепления в нейтронных $3p$ -силовых функциях оставался открытым. Из-за наличия спин-орбитального взаимодействия в ядрах следовало ожидать, что в области $3p$ -максимума нейтронных силовых функций силовые функции $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$, соответствующие двум значениям полного момента компаунд-ядра, должны образовать пики, разнесенные по шкале массового числа. Однако отдельное определение $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ по параметрам отдельных p -волновых резонансов не позволяет сделать однозначный вывод о наличии двух пиков. Лучшая точность определения $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ была достигнута в ЛНФ ОИЯИ^{/1,2/} путем измерения усредненных по резонансам дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов на ряде четно-четных ядер. Это позволило впервые установить наличие спин-орбитального расщепления нейтронных $3p$ -силовых функций для ядер с массовыми числами $A \sim 50-130$.

Нейтронные силовые функции сферических ядер успешно описываются в рамках квазичастично-фононной модели/КФМ/^{/3/}. Наши расчеты наряду с неплохим описанием парциальных нейтронных силовых функций правильно описывают наличие подструктур в их энергетической зависимости^{/4/}. Так как вычисление нейтронных силовых функций в КФМ основано на расчете фрагментации одноквазичастичных состояний в области энергий возбуждения вблизи энергии связи нейтрона B_n , то не представляет никаких трудностей вычислить нейтронные p -волновые силовые функции для состояний с угловыми моментами $J = 1/2, 3/2$. Целью данной работы является проверка возможности описания в КФМ спин-орбитального расщепления p -силовых функций. В качестве примера мы выбрали цепочку изотопов Sb , для которых проведены измерения в ЛНФ ОИЯИ^{/1/}.

Метод расчета нейтронных силовых функций в КФМ изложен в наших работах^{/3,4/}. Поэтому дадим только краткое его описание.

Гамильтониан КФМ включает среднее поле в форме потенциала Саксона-Вудса, спаривательное взаимодействие и эффективные остаточные мультипольные и спин-мультипольные силы. Волновые функции высоковозбужденных состояний A -нечетных сферических ядер записываются в следующем виде:

$$\Psi_{\nu}(JM) = C_{J\nu} \{ a_{JM}^+ + \sum_{\lambda ij} D_j^{\lambda i}(J\nu) [a_{jm}^+ Q_{\lambda\mu i}^+]_{JM} + \sum_{\lambda_1 \lambda_2 i_1 i_2} F_{JI}^{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}(J\nu) [a_{jm}^+ [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{IM}]_{JM} \} \Psi_0. \quad /1/$$

Здесь a_{jm}^+ и $Q_{\lambda\mu i}^+$ - операторы рождения квазичастиц и фононов. Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра. Используя вариационный принцип, можно вывести секулярное уравнение для определения энергий $\eta_\nu \mathcal{F}(\eta_\nu) = 0$ и уравнения для коэффициентов волновой функции /1/. Их точные выражения приведены в /5/. При исследовании высоковозбужденных состояний очень эффективным является метод силовых функций. Для одноквазичастичных компонент волновой функции /1/ силовая функция имеет следующий вид /5/:

$$C_J^2(\eta) = \frac{1}{2\pi} \sum_{\nu} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_\nu)^2 + \Delta^2/4} C_{J\nu}^2 = \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{1}{\mathcal{F}(\eta + i\Delta/2)}. \quad /2/$$

Энергетический интервал Δ определяет способ представления результатов вычисления. В данной работе мы использовали величину $\Delta = 0,5$ МэВ. Зная $C_J^2(\eta)$, можно рассчитать нейтронные силовые функции для данного значения углового момента J . Если нейтрон с орбитальным моментом ℓ захватывается четно-четной мишенью, то нейтронная силовая функция определяется выражением

$$S_J^\ell = \frac{\sum_{\nu} \Gamma_{n\nu}^{0\ell}(J)}{\Delta E} = \frac{\Gamma_{s.p.}^{0\ell}}{\Delta E} u_J^2 \int_{\Delta E} C_J^2(\eta) d\eta, \quad /3/$$

где u_J - коэффициент преобразования Боголюбова, $\sum \Gamma_{n\nu}^{0\ell}$ - сумма приведенных нейтронных ширин в энергетическом интервале ΔE , а $\Gamma_{s.p.}^{0\ell}$ - одночастичная приведенная нейтронная ширина для потенциала Саксона-Вудса в форме, данной в /6/. Используя формулы /2/, /3/, мы рассчитали парциальные силовые функции для данных значений ℓ и J для ряда четно-четных изотопов Sn. Методика подбора параметров гамильтониана КФМ подробно описана в /7/. В настоящей работе мы использовали тот же набор параметров потенциала Саксона-Вудса, что и в /8/.

Результаты наших расчетов для силовых функций S^0 , $S_{3/2}^1$, $S_{1/2}^1$ и соответствующие экспериментальные данные показаны в таблице. Как видно из таблицы, расчеты КФМ хорошо описывают s-волновые силовые функции и p-волновые силовые функции для $J = 1/2$. Для p-волновых силовых функций $S_{3/2}^1$ наши расчеты дают завышенные в 1,5-2,5 раза по сравнению с экспериментальными данными значения. Тем не менее расчеты КФМ, как и эксперимент, четко демонстрируют наличие спин-орбитального расщепления нейтронных 3p-силовых функций в изотопах Sn. Рассчитанные значения $S_{1/2}^1$ в 1,3-2,6 раз превосходят значения для $S_{3/2}^1$. Наши расчеты дают меньшие, чем в эксперименте, отношения $S_{1/2}^1/S_{3/2}^1$, но качественно правильно воспроизводят зависи-

Таблица

Нейтронные силовые функции S^ℓ в изотопах Sn

A	Вп, МэВ	Эксперимент $S^\ell \times 10^4$			Расчет $S^\ell \times 10^4$		
		S^0	$S_{3/2}^1$	$S_{1/2}^1$	S^0	$S_{3/2}^1$	$S_{1/2}^1$
117	6,942	0,18 \pm 0,04	2,14 \pm 0,15	7,0 \pm 1,3	0,19	3,1	5,3
119	6,485	0,16 \pm 0,05	1,96 \pm 0,22	5,7 \pm 1,7	0,15	3,7	5,3
121	6,180	0,06 \pm 0,04	2,02 \pm 0,18	2,4 \pm 1,5	0,11	5,3	6,8
123	5,944	0,17 \pm 0,05	2,07 \pm 0,21	4,9 \pm 1,5	0,15	4,5	7,8
125	5,732	0,19 \pm 0,03	1,35 \pm 0,18	10,5 \pm 1,0	-	3,0	7,9

мость этого отношения от массового числа A в изотопах Sn. То обстоятельство, что силовые функции $S_{1/2}^1$ больше силовых функций $S_{3/2}^1$, в наших расчетах является естественным следствием того, что состояния $3p_{3/2}$ лежат ниже состояний $3p_{1/2}$ и более удалены от энергий связи нейтронов. Хотя взаимодействие со сложными конфигурациями фрагментирует эти подболочки в широком энергетическом интервале, суммарная сила для состояний $3p_{1/2}$ в области энергий связи нейтрона оказывается большей, что и проявляется в величинах, соответствующих нейтронным силовым функциям.

Таким образом, расчеты КФМ качественно правильно описывают наличие спин-орбитального расщепления нейтронных $3p$ -силовых функций без специальной подгонки параметров.

Литература

1. Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. ОИЯИ, РЗ-82-436, Дубна, 1982.
2. Зо Ин Ок и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, вып.6, с.304.
3. Воронов В.В. В кн.: IV Международная школа по нейтронной физике. ОИЯИ, ДЗ,4-82-704, Дубна, 1982, с.105.
4. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. Nucl. Phys., 1983, A399, p.141.
5. Вдовин А.И. и др. ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.245.
6. Vogt E. Rev.Mod.Phys., 1962, vol.34, p.689.
7. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237; Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1381.
8. Pomarev V.Yu. et al. Nucl.Phys., 1979, vol.A323, p.446.

Рукопись поступила 12 мая 1984 года.