

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-85-374

Л.А.Малов, Д.Г.Яковлев\*

РАСЧЕТ

НЕЙТРОННЫХ  $s$ -ВОЛНОВЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ  
ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ГАФНИЯ И ВОЛЬФРАМА

Направлено в "Изв.АН СССР, сер.физ."

---

\* Московский государственный университет  
им.М.В.Ломоносова

1985

## ВВЕДЕНИЕ

Нейтронные силовые функции относятся к числу важных характеристик атомных ядер при энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона  $B_n$  и выше ее. Их значения позволяют получить непосредственную информацию о величинах малоквазичастичных компонент волновых функций возбужденных состояний ядер.

Теоретическое описание нейтронных силовых функций /НСФ/  $S_\ell / \ell$  - орбитальный момент нейтрона/ до последнего времени проводилось в основном феноменологически с использованием оптической модели ядра<sup>/1/</sup>. Несмотря на довольно большое число подгоночных параметров при этом объяснялось лишь общее поведение НСФ в зависимости от атомного веса  $A$  и не удавалось описать поведение этих величин в области минимума и детальное изменение их величины при переходе от одного ядра к другому.

Существенный прогресс в этом направлении был сделан на основе квазичастично-фононной модели ядра /КФМЯ/<sup>/2,3/</sup>. Исследование фрагментации малоквазичастичных компонент волновых функций возбужденных состояний ядер, проводимое в рамках этой модели<sup>/3,4/</sup> позволяет рассчитать спектроскопические факторы для сечений реакций передачи нуклона и НСФ. Без использования свободных параметров в этих работах было получено достаточно хорошее описание НСФ при энергии связи нейтрона для нечетных сферических и деформированных ядер.

Подобный же подход применим к исследованию НСФ в четно-четных ядрах. В этом случае необходимо рассчитать фрагментацию однофононных или двухквазичастичных компонент волновых функций. Расчеты, проведенные для сферических ядер<sup>/5/</sup>, с хорошей точностью воспроизводят экспериментальные данные для ряда ядер и в целом правильно передают поведение  $S_0$  и  $S_1$  в зависимости от  $A$ .

Исследование НСФ в четно-четных ядрах позволяет получить дополнительную, по сравнению с нечетными ядрами, важную информацию о спиновой зависимости НСФ. Интерес к этому вопросу проявляется со стороны теоретиков и экспериментаторов уже в течение многих лет<sup>/6-9/</sup> и объясняется принципиальной важностью его решения для понимания некоторых аспектов структуры ядра и механизма ядерных реакций.

Для описания спиновой зависимости сечения взаимодействия нейтронов с ядрами Фешбах<sup>/10/</sup> предложил ввести в оптический потенциал спин-спиновый член вида  $-V_{ss} (\vec{I}_0 \vec{s}) / I_0$ , где  $I_0$  и  $s$  -



спины ядра-мишени и нейтрона. Экспериментальное обнаружение указанной спиновой зависимости свидетельствовало бы о силе этого взаимодействия или о роли входных состояний, действующих на каждый спин компаунд-ядра. Микроскопическое рассмотрение данного эффекта позволило бы обнаружить структурные особенности распределения силы одночастичных состояний и проанализировать структуру нейтронных резонансов.

Статистический анализ экспериментальных данных по  $S_0^J / J$  - спин компаунд-ядра/ показал, что для подавляющего числа ядер эти величины для обоих значений  $J = I_0 \pm 1/2$  совпадают, и отклонения от этого являются чисто случайными<sup>7/</sup>. Как правило, отличие проявляется в ядрах, в которых усреднение проводилось по малому числу резонансов, и поэтому точность определения НСФ для них была невелика. В дальнейшем для экспериментального исследования указанного эффекта были проведены более тонкие эксперименты по пропусканию поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень<sup>8/</sup>, что позволило непосредственно определять с хорошей точностью разницу силовых функций разного спина для ряда ядер редкоземельной области. Эта разница оказалась малой величиной, лежащей в пределах экспериментальных ошибок.

Расчеты НСФ в четно-четных сферических ядрах<sup>5/</sup> подтвердили вывод о слабой спиновой зависимости НСФ.

В настоящей работе проведены аналогичные исследования НСФ в деформированных четно-четных ядрах и их спиновой зависимости.

## 1. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ РАСЧЕТА НСФ В РАМКАХ КФМЯ

Рассмотрим случай захвата нейтрона с орбитальным моментом  $\ell$  нечетным А-деформированным ядром /с нечетным числом нейтронов/. Волновую функцию основного состояния ядра-мишени с моментом  $I_0$ , его проекцией на ось симметрии  $K_0$  и четностью  $\pi_0$  запишем в виде:

$$\Psi(I_0^{\pi_0} K_0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} \left\{ \sum_{\rho} C_{\rho} a_{\rho\sigma}^+ + \sum_{\nu g} D_{\nu g} a_{\nu\sigma}^+ Q_g^+ \right\} \Psi_0. \quad /1/$$

Здесь  $a_{\rho\sigma}^+$  - оператор рождения квазичастицы с квантовыми числами  $\rho\sigma$ ,  $Q_g^+$  - оператор рождения фонона /набор квантовых чисел  $g$  определяет мультипольность фонона, его проекцию и порядковый номер фонона каждой мультипольности/. Спектроскопический фактор сечения реакции передачи одного нейтрона /типа (d,p) или (n, \gamma) / на нечетном деформированном ядре, волновая функция основного состояния которого /1/ приведена выше, при возбуждении однофононного состояния  $Q_{\lambda\mu}^+ \Psi_0$  с моментом  $\vec{J} = \vec{I}_0 + \vec{j} = \vec{I} + \vec{\ell} + \vec{s}$ , его проекцией на ось симметрии  $K = \mu$  и четностью  $\pi = (-1)^\lambda$  имеет вид<sup>11/</sup>:

$$B_{\ell}^{JK}(i) = \sum_j |(I_0 K_0 J K - K_0 | JK) \sum_{q\rho} C_{\rho} a_{\ell j}^{q|K-K_0} u_q \Psi_{\rho q}^{\lambda\mu i}|^2. \quad /2/$$

Здесь  $a_{\ell j}^{qk}$  - амплитуда разложения волновой функции одночастичного состояния  $q$  по сферическому базису,  $u_q$  - коэффициенты преобразования Боголюбова,  $i$  - номер состояния с данным набором квантовых характеристик  $J^{\pi} K$ ,  $\Psi_{\rho q}^{\lambda\mu}$  - фононные амплитуды, определяемые из решения секулярного уравнения:

$$\mathcal{F}(\omega) = 1 - (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) (X_g^{(n)} + X_g^{(p)}) + 4 \kappa_0^{(\lambda)} \kappa_1^{(\lambda)} X_g^{(n)} X_g^{(p)} = 0. \quad /3/$$

Здесь  $\kappa_0^{(\lambda)}$  и  $\kappa_1^{(\lambda)}$  - изоскалярная и изовекторная константы мультипольного взаимодействия, явный вид величин  $X_g$  дан в<sup>12/</sup>.

Нейтронная силовая функция для данных значений  $JK$  компаунд-ядра в канале  $\ell$ -волны определяется следующим образом:

$$S_{\ell}^{JK} = \frac{\bar{\Gamma}_n^{\ell}(JK)}{D(JK)}. \quad /4/$$

Здесь  $\bar{\Gamma}_n^{\ell}(JK)$  - средняя нейтронная приведенная ширина,  $D(JK)$  - среднее расстояние между уровнями с данными значениями  $J^{\pi} K$ . Экспериментально чаще находится суммарная силовая функция для состояний с различными  $JK$ :

$$S_{\ell} = \sum_{JK} g(J) S_{\ell}^{JK}. \quad /5/$$

где  $g(J) = \frac{2J+1}{(2s+1)(2I_0+1)(2\ell+1)}$  - статистический вес.

Пользуясь определением /4/, можно записать НСФ в КФМЯ через спектроскопический фактор /2/:

$$S_{\ell}^{JK} = \Gamma_{s.p.}^{\ell} \frac{1}{\Delta E} \sum_i \Delta E B_{\ell}^{JK}(i). \quad /6/$$

где  $\Gamma_{s.p.}^{\ell}$  - приведенная одночастичная ширина<sup>12/</sup>,  $\Delta E$  - энергетический интервал усреднения.

Используя метод силовой функции<sup>13/</sup>, при вычислении /6/ можно избавиться от необходимости нахождения характеристик каждого резонанса  $i$ . Тогда для НСФ при энергии связи нейтрона для состояний с определенным значением  $K$  получим

$$S_{\ell}^{JK} = \Gamma_{s.p.}^{\ell} \frac{1}{\Delta E} \sum_{iJ} \Delta E B_{\ell}^{JK}(i) = \Gamma_{s.p.}^{\ell} b_{\ell}^{JK}(\omega) |_{\omega = B_n}. \quad /7/$$



$$b_{\ell}^K(\omega) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \sum_j \left\{ \frac{2(\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)} - 4\kappa_0^{(\lambda)} \kappa_1^{(\lambda)}) X_{\lambda K}^{(p)}(z)}{F(z)} \times \right. \\ \left. \times \left( \sum_{\rho q} \frac{C_{\rho} a_{\ell j}^{q|K-K_0|} u_q f_{\rho q}^{(\lambda K)} u_{\rho q}}{\epsilon_{\rho q} - z} \right)^2 + \right. \\ \left. + \sum_{\rho q} \frac{(C_{\rho} a_{\ell j}^{q|K-K_0|} u_q f_{\rho q}^{(\lambda K)} u_{\rho q})^2}{\epsilon_{\rho q} - z} \right\}_{z=\omega+i\Delta/2} \quad /8/$$

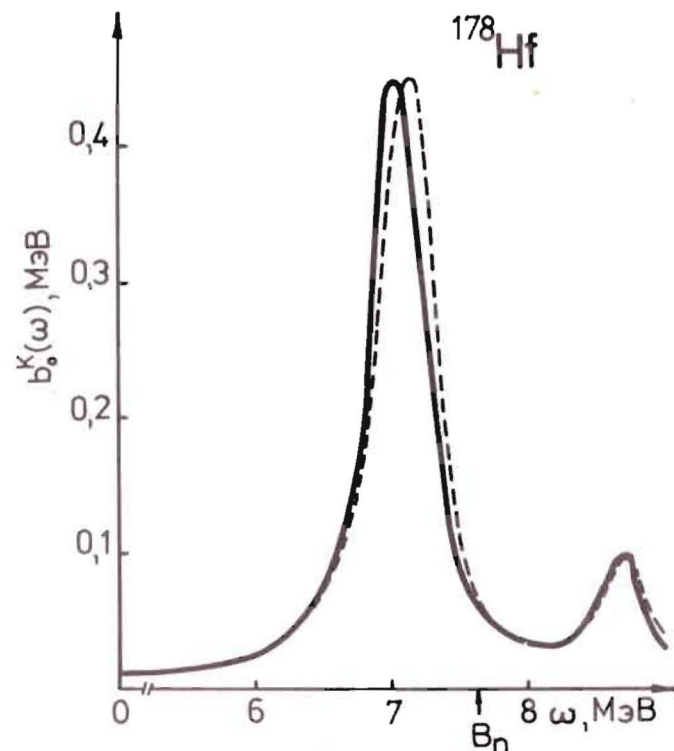
где  $f_{\rho q}^{(\lambda K)}$  - матричный элемент мультипольного взаимодействия,  $\epsilon_{\rho q}$  - энергии двухквартичных состояний,  $u_{\rho q} = u_{\rho} v_q + u_q v_{\rho}$ ,  $\Delta$  - интервал усреднения. Выражения для  $S_{\ell}$  и  $S_{\ell}^2$  имеют вид, подобный /7/, и их приводить здесь не будем.

При выводе /8/ мы пренебрегали фрагментацией однофоновых уровней по состояниям сложной структуры /13/. Если учет взаимодействия с более сложными конфигурациями не приведет к заметному перераспределению силы однофоновых состояний за пределы интервала усреднения  $\Delta$ , то численные результаты расчета НСФ не будут зависеть от сложности конечных состояний, поскольку проводится усреднение по выбранному энергетическому интервалу.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Гамильтониан модели был взят в виде аксиально-симметричного потенциала Вудса-Саксона, описывающего среднее поле деформированного ядра, парных и мультипольных остаточных сил /2,3,11/. Расчеты проведены со схемой одночастичных уровней и константами остаточных взаимодействий, использованными в работе /12/ при расчете НСФ в нечетных ядрах в области  $A \sim 180$ . Радиальная зависимость мультипольных сил взята в виде  $\frac{\partial V}{\partial r}$ , где  $V$  - центральная часть одночастичного потенциала Вудса-Саксона. Таким образом, результаты расчетов НСФ четно-четных ядер области  $A \sim 180$ , представленные в настоящей работе, получены без единого свободного параметра, что определяет их однозначность и тем самым увеличивает важность полученных теоретических результатов.

Были рассчитаны  $s$ -волновые нейтронные силовые функции для  $^{178, 180}\text{Hf}$  и  $^{182, 184}\text{W}$ .



Поведение функции  $b_0^K(\omega)$  для  $^{178}\text{Hf}$ .  
Обозначения: сплошная линия -  $K^{\pi} = 3^{-}$ ,  
штриховая -  $K^{\pi} = 4^{-}$ .

На рисунке представлено поведение силовой функции  $b_0^K(\omega)$  для  $^{178}\text{Hf}$  в зависимости от энергии возбуждения, рассчитанной по формуле /8/ для двух значений  $K = K_0 \pm 1/2$ . Параметр усреднения  $\Delta$  был выбран равным 0,4 МэВ. Из рисунка видно, что различие кривых незначительно - это характерно и для других рассмотренных нами ядер.

Такой результат в приближении хаотических фаз (RPA) выглядит естественным, поскольку форма кривых /8/ в этом приближении определяется в основном распределением двухквартичных полюсов  $\epsilon_{\rho q}$ , совпадающих для обоих случаев  $K = K_0 \pm 1/2$ , хотя матричные элементы  $f_{\rho q}^{(\lambda K)}$  в /8/ для разных значений  $K$ , вообще говоря, различаются.

Фрагментация силы двухквартичных состояний в приближении RPA оказывается не очень сильной, что характеризуется существованием выделенных сильных пиков у кривых  $b_0^K(\omega)$ . Это приводит к значительной зависимости результатов от положения одночастичных уровней. Остается неисследованным вопрос о допол-



Таблица

Компаунд-ядро	$B_n$ , МэВ	$S_0 \cdot 10^4$		K	$\frac{S_0^+ - S_0^-}{S_0}$
		эксп.	расчет		
$^{178}\text{Hf}$	7,62	$2,5 \pm 0,2$	1,9	3	0,05
			2,0	4	
$^{180}\text{Hf}$	7,33	$1,7 \pm 0,2$	1,0	4	0,10
			1,2	5	
$^{182}\text{W}$	7,99	-	2,5	4	0,08
			2,7	5	
$^{184}\text{W}$	7,42	$1,7 \pm 0,3$	1,2	0	0,08
			1,3	1	

нительной фрагментации, обусловленной влиянием более сложных конфигураций.

Результаты расчетов величин  $S_0^K = S_0^{K_0 \pm 1/2} = S_0^\pm$  для перечисленных ядер представлены в таблице, здесь же даны экспериментальные данные, взятые из работы<sup>/14/</sup>. В таблице также приводится величина  $a = (S_0^+ - S_0^-) / S_0$ , которая может характеризовать спиновый эффект. Экспериментальные исследования этой величины, проведенные для ряда редкоземельных ядер<sup>/8/</sup>, показывают, что ее значение не превышает 10% и находится в пределах погрешности измерений, что в целом согласуется с нашими результатами.

В работе<sup>/15/</sup> подробно рассмотрен случай ядра  $^{178}\text{Hf}$ , где уровни разделены на два множества с  $J=4$  и  $J=3$ , и получено  $S_0^{J=4} / S_0^{J=3} = 0,73 \pm 0,20$ , что не согласуется с нашими результатами /как видно из таблицы, эта величина несколько больше единицы/. Необходимо, однако, отметить противоречивость экспериментальных результатов, полученных в различных исследовательских группах. Так, измеренная в работе<sup>/16/</sup> указанная величина равна  $1,5 \pm 0,7$ . По-видимому, этот случай требует дополнительного исследования.

Как видно из результатов настоящей работы, представленных в таблице, и<sup>/11/</sup>, в целом в рамках КФМЯ получено неплохое описание  $\beta$ -волновых НСФ для четных и нечетных изотопов гафния и вольфрама. Что касается спинового эффекта в четно-четных ядрах, то расчеты показывают, что величины  $\beta$ -волновых НСФ для раз-

ных значений J и K компаунд-ядра весьма близки. Этот результат вполне соответствует имеющимся экспериментальным данным. Отклонения от данной закономерности, обусловленные структурными особенностями, могут проявляться для отдельных изотопов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты НСФ деформированных ядер, проводимые в рамках микроскопического подхода, демонстрируют широкие возможности КФМЯ и ее преимущества перед другими моделями /в частности, перед оптической/. Представляет интерес расширить эти исследования на другие области деформации, включив в рассмотрение ядра трансурановой области, где в последние годы появились новые экспериментальные данные, свидетельствующие о наличии промежуточной структуры в сечении захвата нейтрона при средних энергиях возбуждения и касающиеся спинового эффекта<sup>/17/</sup>. Стоит также включить в рассмотрение случай  $l \neq 0$  и проанализировать влияние на  $S_0^{JK}$  учета более сложных конфигураций в волновых функциях высоковозбужденных состояний.

В заключение выражаем благодарность за обсуждение рассмотренных здесь вопросов В.В.Воронову, Л.Б.Пикельнеру и В.Г.Соловьеву.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Немировский П.Е. Современные модели атомного ядра. Атомиздат, М., 1960; Ходгсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния. Пер. с англ., Атомиздат, М., 1966.
- Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, т.3, с.770; т.9, с.580 /860/.
- Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, vol.A270, p.87.
- Dambasuren D. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1976, vol.2, p.25.
- Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянова О. ЯФ, 1980, т.31, с.327;
- Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1380.
- Малецки Х. и др. ЯФ, 1970, т.11, с.111; Fischer T.R. et al. Nucl.Phys.A, 1969, vol.130, p.609; Kobayashi S. et al. Progr.Theor.Phys. 1968, vol.40, p.1451.
- Lason L. et al. Acta Phys.Pol., 1977, vol.B8, p.1009.
- Алфименков В.П., Пикельнер Л.Б., Шарапов Э.И. ЭЧАЯ, 1980, т.11, с.411.
- Кадменский С.Г. и др. ЯФ, 1984, т.39, с.7.
- Feshbach M. Nuclear Spectroscopy, N. Y., 1960, p.1046.
- Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
- Малов Л.А., Яковлев Д.Г. ОИЯИ, Р4-85-270, Дубна, 1985.
- Кырчев Г., Малов Л.А. Изв.АН СССР, сер.физ., 1979, т.43, с.107, Китипова В., Малов Л.А., Ширикова Н.Ю. Изв.АН СССР, сер.физ., 1981, т.45, с.1923.



14. Muqhabghab S.F. Neutron Cross Sections, vol.1, Neutron Resonance Parameters and Thermal Cross Sections. Part B:  $Z = 61-100$ . Academic Press, N.Y., 1984.
15. Liou H.I. et al. Phys.Rev., 1975, vol.C11, p.2022.
16. Coceva C. et al. Statistical Properties of Nuclei, ed.by Garg J.B., N. Y., Plenum Press, 1972, p.447.
17. Moore M.S. et al. Phys.Rev., 1984, vol.C30, p.214; 1978, vol.C18, p.1328; Perez R.B. et al. Phys.Rev., 1978, vol.C20, p.528; Garrison J.D. Annals Physics, 1977, vol.104, p.19.

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 мая 1985 года

Малов Л.А., Яковлев Д.Г.

P4-85-374

Расчет нейтронных  $s$ -волновых силовых функций  
четных изотопов гафния и вольфрама

Рассчитаны нейтронные силовые функции  $S_0$  при энергии связи нейтрона для ряда четно-четных ядер из области  $A \sim 180$ , исследована их спиновая зависимость. Расчеты выполнены в рамках квазичастично-фононной модели ядра с потенциалом среднего поля Вудса-Саксона и остаточным мультипольным взаимодействием с радиальной зависимостью вида  $\partial V/\partial r$ . Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Malov L.A., Yakovlev D.G.

P4-85-374

Calculation of Neutron  $s$ -Wave Strength Functions  
of Even Hafnium and Wolfram Isotopes

The neutron strength functions  $S_0$  at the neutron binding energy are calculated for some doubly even nuclei from the region  $A \sim 180$  and their spin dependence is analysed. The calculations have been performed within the quasiparticle-phonon nuclear model with the Saxon-Woods potential of an average field and the residual multipole interaction with radial dependence of the form  $\partial V/\partial r$ . The results of calculations of  $S_0$  are compared with experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985