



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-85-270

Л.А.Малов, Д.Г.Яковлев\*

РАСЧЕТ  
НЕЙТРОННЫХ  $s$ -ВОЛНОВЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ  
НЕЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ  $Yb$ ,  $Hf$ ,  $W$  и  $Os$

Направлено в "Известия АН СССР, сер. физ."

---

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

1985

## ВВЕДЕНИЕ

Нейтронные силовые функции являются объектом значительных теоретических и экспериментальных исследований, поскольку это важные характеристики, широко используемые в ядерных моделях. Зная их, можно получить информацию о величинах малоквазичастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний. В общем случае для  $\ell$ -волны они определяются следующим образом:

$$S_{\ell} = \frac{\bar{\Gamma}_n^{(\ell)}}{D}, \quad /1/$$

где  $\bar{\Gamma}_n^{(\ell)}$  - средняя нейтронная приведенная ширина,  $D$  - среднее расстояние между уровнями с данным значением момента  $I$  и четностью  $\pi$ . Наиболее полные экспериментальные данные по нейтронным силовым функциям для деформированных ядер собраны в работе /1/.

До последнего времени расчеты нейтронных силовых функций проводились в основном с использованием оптической модели ядра /2/. В рамках этой модели удается описать общую зависимость нейтронных силовых функций от атомного веса  $A$ , связав их с сечением поглощения нейтронов. При этом максимумы силовой функции соответствуют так называемым резонансам размера ядра или одночастичным резонансам. Так, максимум  $s$ -силовой функции в области  $A \sim 160$  отвечает  $4s$ -резонансу. Включение деформации в оптический потенциал приводит к расщеплению данного резонанса на два пика для  $A \sim 150$  и  $A \sim 180$  в соответствии с экспериментально наблюдаемыми максимумами в зависимости силовой функции  $S_0$  от  $A$ . Вместе с тем, несмотря на достаточно большое число параметров, включенных в рассмотрение, в рамках оптической модели не удается описать с единым их набором изменение нейтронных силовых функций при переходе от одного ядра к другому. В частности, для объяснения изотопической зависимости силовой функции приходилось вводить зависимость мнимой части потенциала от величины  $N - Z$  и варьировать параметры оптического потенциала. И даже в этом случае не удавалось описать поведение силовой функции в области ее минимумов, не говоря уж о детальной зависимости этой величины от  $A$ .

В работе /3/ был развит более последовательный подход к расчету нейтронных силовых функций. В его рамках предполагалось, что поведение силовых функций определяется не только вкладом одночастичных резонансов, описываемых оптической моделью, но и структурой входных состояний сложной конфигурации. Это привело к улучшению согласия с экспериментальными данными, однако потребовало введения в расчеты дополнительных параметров. Для дефор-



мированных ядер интересующей нас области существует относительно немного работ, в которых использовался бы указанный подход. Из последних результатов можно отметить работу<sup>14/</sup>, где были рассчитаны нейтронные силовые функции для изотопов  $E_I$ .

В последние годы для расчета нейтронных силовых функций предложен новый микроскопический подход<sup>5,6/</sup> с использованием квазичастично-фононной модели /КФМ/ ядра<sup>7/</sup>. Наиболее привлекательной стороной данного подхода является отсутствие в расчетах свободных параметров. Подход применим к сферическим и деформированным ядрам. Метод расчета нейтронных силовых функций для деформированных нечетных ядер и численные результаты для большой группы редкоземельных элементов и актиноидов представлены в<sup>5/</sup>. Получено достаточно хорошее описание s- и p-волновых силовых функций нейтронных резонансов. Однако для ядер из области  $170 < A < 190$  можно отметить систематическое заметное отклонение рассчитанных в<sup>5/</sup> величин  $S_0$  и  $S_1$  от экспериментальных данных. Причина такого различия в<sup>5/</sup> не анализировалась. Этим частично объясняется проявленный в настоящей работе интерес к дополнительному исследованию нейтронных силовых функций в ядрах указанного интервала значений  $A$ .

## 1. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ МОДЕЛИ

Приведем основные формулы для расчета величин  $S_\ell$  в рамках КФМ<sup>5/</sup>. Применяемый подход основан на возможности вычислять фрагментацию /распределение силы/ одноквазичастичных состояний по уровням ядра. Волновую функцию возбужденного неротационного состояния с проекцией момента на ось симметрии  $K$  и четностью  $\pi$  нечетного- $A$  деформированного ядра запишем в следующем виде:

$$\Psi_i(K^\pi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \sum_{\rho} C_{\rho}^i \alpha_{\rho\sigma}^+ + \sum_{g\nu} D_{g\nu}^i \alpha_{\nu\sigma}^+ Q_g^+ + \dots \right\} \Psi_0 \quad /2/$$

Здесь  $i$  - номер состояния,  $\alpha_{\rho\sigma}^+$  - оператор рождения квазичастицы /совокупность квантовых чисел обозначена через  $\rho\sigma, \sigma = \pm 1$  /,  $Q_g^+$  - оператор рождения фонона  $g$ ,  $\Psi_0$  - волновая функция основного состояния четно-четного ядра. Коэффициенты  $C_{\rho}^i$  и  $D_{g\nu}^i$  - амплитуды квазичастичных и квазичастично-фононных компонент волновой функции /2/. Волновые функции нейтронных резонансов нечетных ядер, наблюдаемых в области энергии связи нейтрона, на самом деле гораздо сложнее по структуре и включают кроме явно указанных в /2/ более сложные компоненты: квазичастица + два фонона, квазичастица + три фонона и т.д.

Если предположить, что основным механизмом реакции ( $n, \gamma$ ) /так же, как и реакции передачи нейтрона, типа ( $d, p$ ) / является прямой одноступенчатый процесс передачи нейтрона, то, пользуясь

определением нейтронной силовой функции<sup>9/</sup> и волновой функцией нейтронного резонанса в виде /2/, для нечетного деформированного ядра получим следующее выражение для нейтронной силовой функции /1/:

$$S_\ell = \frac{2kR \frac{\hbar^2}{MR^2}}{D\sqrt{E}} \delta_\ell \delta_d \sum_{IK} \left( \sum_{\rho} u_{\rho} C_{\rho}^i a_{\rho I}^{PK} \right)^2 = \Gamma_{s.p.}^\ell \cdot \frac{1}{\Delta E} \sum_{iIK} \Delta E \left( \sum_{\rho} u_{\rho} C_{\rho}^i a_{\rho I}^{PK} \right)^2 \equiv /3/ \\ \equiv \Gamma_{s.p.}^\ell \cdot \sum_{IK} S_{\ell I}^k$$

Здесь приведенная одностичная ширина имеет вид:

$$\Gamma_{s.p.}^\ell \approx 15 A^{-1/3} \delta_\ell \delta_d \quad (\text{кэВ}), \quad /4/$$

где  $k$  - волновое число нейтрона,  $E$  - его энергия,  $R$  - радиус ядра,  $M$  - масса нуклона, фактор  $\delta_\ell$  равен  $(2\ell - 1)/(2\ell + 1)$  для  $\ell \neq 0$  и 1 для  $\ell = 0$ , фактор  $\delta_d$  определяет поправку к одностичной нейтронной ширине, возникающую при учете размытости одностичного потенциала<sup>10,12/</sup>,  $\Delta E$  - энергетический интервал усреднения. В выражение /3/ входит спектроскопический фактор  $\sum_{IK} \left( \sum_{\rho} u_{\rho} C_{\rho}^i a_{\rho I}^{PK} \right)^2$ , определяющий "долю" одностичного состояния

в /2/. Здесь  $a_{\rho I}^{PK} u_{\rho}$  - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова,  $a_{\rho I}^{PK}$  - коэффициенты разложения одностичного состояния по сферическому базису.

При выводе /3/-/4/ использовалось выражение для одностичной нейтронной ширины в случае прямоугольной ямы<sup>10/</sup> и пренебрегалось кориолисовым и другими взаимодействиями, приводящими к связи разных ротационных полос. Последнее упрощение оправдано, поскольку для малых моментов указанные взаимодействия не приводят к заметному перераспределению силы одностичных состояний от одного энергетического интервала  $\Delta E$  к другому<sup>11/</sup>.

Из вида /3/ следует, что при вычислении  $S_\ell$  достаточно знать лишь амплитуду  $C_{\rho}^i$  одноквазичастичной компоненты, а не всю волновую функцию /2/. Более того, вообще не обязательно вычислять амплитуду  $C_{\rho}^i$  для каждого состояния  $i$  /2/, поскольку в выражение /3/ входят величины, усредненные по энергетическому интервалу  $\Delta E$ , содержащему большое количество состояний  $i$ . Все эти обстоятельства учитывались при создании КФМ с использованием метода силовых функций<sup>5,7/</sup>. В рамках этого подхода можно, не решая задачи на собственные значения, вычислять энергетическое распределение произвольных физических величин, усредненных по произвольному энергетическому интервалу  $\Delta$ .

В частности, для  $S_\ell$  /3/, ограничиваясь учетом в /2/ компонент не сложнее квазичастица + фонон, получим следующее выражение в зависимости от энергии возбуждения  $\eta$ <sup>5/</sup>:



$$S_{\rho}(\eta) = \Gamma_{s.p.}^{\rho} \cdot \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \sum_{IK} \left[ \frac{0}{a_{\rho I}^{\rho} K u_{\rho}} \quad \left| \begin{array}{c} 0 \\ \vdots \\ a_{\rho I}^{\rho} K u_{\rho} \end{array} \right| \right] \frac{1}{|\hat{A} - z\hat{I}|} \quad /5/$$

Здесь  $z = \eta + i \Delta/2$ ,  $|\hat{A} - z\hat{I}|$  - определитель системы уравнений для  $C_{\rho}^{\rho}$  размерности  $\rho / \hat{I}$  - единичная матрица, в числителе /5/ - окаймленный определитель размерности на единицу больше. Явный вид элементов матрицы  $\hat{A}$  приведен в /5/. Величину  $S_{\rho} / 1/$  можно получить, положив в /5/  $\eta = B_n$ .

Численное значение  $S_{\rho} / 5/$  зависит, в принципе, от интервала усреднения  $\Delta$ , но величина  $\Delta$  определяется пределами точности модели и обычно фиксируется при 0,5 - 1 МэВ. Таким образом, при вычислении  $S_{\rho}$  в рамках КФМ нет подгоночных параметров, все они фиксированы при расчете низколежащих неротационных состояний ядер и гигантских мультипольных резонансов. По этой причине в работе /5/ не удалось устранить различие рассчитанных и экспериментальных значений  $S_0$  и  $S_1$  для ядер в области  $170 < A < 190$ . Допустимые в пределах точности экспериментальных данных вариации параметров модели меняют полученные в /5/ величины  $S_{\rho}$  в пределах 15-20%. Указанное различие, на наш взгляд, свидетельствует, по всей видимости, о недостатках используемой в /5/ схеме одночастичных уровней для  $A \sim 180$ , устранить которые мы попытались в данной работе.

## 2. ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

Гамильтониан модели был взят нами, как обычно, в виде аксиально-симметричного потенциала Вудса-Саксона, описывающего среднее поле деформированных ядер, взаимодействий, приводящих к парным корреляциям сверхпроводящего типа и мультипольных сил.

В настоящей работе расчеты для ядер указанной области проведены с параметрами среднего поля для нейтронной системы, отличающимися от используемых в работах /5,13/. Точнее были учтены экспериментальные данные по энергиям связи нейтрона, что потребовало увеличения глубины потенциала по сравнению с принятым в /5,13/ для зоны  $A = 181$ : с 43,4 МэВ до 46,4 МэВ. Был изменен параметр размытости потенциала  $a$  с 1,67 ферми /5,13/ на 1,55 ферми в большем соответствии с общей эмпирической зависимостью этого параметра от  $A$  /5/. Остальные параметры потенциала оставлены без изменения.

Параметр квадрупольной деформации  $\beta_2$  для ядер рассматриваемой области взят нами уменьшающимся с  $A$ : 0,29 - для изотопов  $Yb$ , 0,24 - для изотопов  $Hf$  и  $W$ , 0,22 - для изотопов  $Os$ , что несколько больше величин  $\beta_2$ , известных из эксперимента;  $\beta_4 = -0,03$  для всех ядер. Использование увеличенных значений  $\beta_2$  приводит к не-

существенному для расчетов  $S_{\rho}$  изменению связанных одночастичных состояний, позволяя в то же время точнее рассчитать одночастичные состояния, расположенные в районе энергии связи  $B_n$  /14/. Последовательность уровней, расположенных вблизи поверхности Ферми совпадает при этом с полученной в /18/.

В результате указанных изменений параметров потенциала среднего поля сферические подболочки, наиболее важные при вычислении  $S_0$ , оказались связанными ( $4S_{1/2}$ ,  $3d_{5/2}$ ) или квазисвязанными ( $3d_{3/2}$ ,  $2g_{7/2}$ ), и были включены в расчеты. В /5/ указанные подболочки в одночастичной схеме отсутствовали, и часть из них удавалось учесть очень приближенно, эффективно используя предварительные результаты /15/ расчетов одночастичных уровней с учетом сплошного спектра. Поэтому данные расчеты выглядят более последовательными, хотя, по-прежнему, они не лишены недостатков из-за отсутствия корректного метода расчета одночастичных состояний в деформированном потенциале с учетом сплошного спектра.

Остановим внимание еще на одной особенности наших расчетов. При использовании в модели остаточных сепарабельных мультипольных сил радиальная зависимость этих сил взята нами в виде  $\frac{\partial V}{\partial r}$  /16/, где  $V$  - центральная часть одночастичного потенциала Вудса-Саксона, а не в традиционном виде  $r^{\lambda}$ , где  $\lambda$  - мультипольность. Использование радиальной зависимости остаточных сил в виде  $\frac{\partial V}{\partial r}$ , по-видимому, предпочтительнее по ряду причин. Физически более обосновано поведение этих сил при  $r \rightarrow \infty$ , корректнее проводится исключение духового состояния с  $K^{\pi} = 1^{-}$ , одночастичные матричные элементы между квазистационарными состояниями в этом случае не зависят от верхнего предела интегрирования.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Нами были проведены расчеты спектров низколежащих неротационных состояний для ряда нечетных ядер из области  $A \sim 180$ . В целом получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Что касается экспериментальной информации о возбужденных состояниях ядер рассматриваемой области при средних и высоких энергиях возбуждения, то она пока очень ограничена, поэтому сравнение с результатами расчетов в этом случае затруднено.

В расчетах учитывалось по 30-35 однофоновых состояний для каждой из мультипольностей  $\lambda \leq 4$ , взаимодействия нечетной квазичастицы с которыми наиболее существенны. В работе /5/ было показано, что при расчете фрагментации простых конфигураций и нейтронных силовых функций необходимо учитывать одновременно все близкие по энергии одноквазичастичные состояния  $\rho$  с одинаковыми значениями  $K^{\pi}$ . Поэтому в наших расчетах в /2/, /3/, /5/ учитывались одновременно следующие состояния  $\rho$  с  $K^{\pi} = 1/2^{+}$  с нильс-





Таблица

Компаунд-ядро	$B_n$ , МэВ	$S_0 \cdot 10^4$		
		Эксперимент	Расчет	
			Данная работа	Работа /5/
$^{175}\text{Yb}$	5,84	$1,6 \pm 0,2$	2,5	3,0
$^{177}\text{Yb}$	5,53	$2,3 \pm 0,3$	2,4	-
$^{179}\text{Hf}$	6,07	$2,2 \pm 0,7$	2,0	-
$^{181}\text{Hf}$	5,65	$1,9 \pm 0,6$	1,6	-
$^{181}\text{W}$	6,95	-	2,5	-
$^{183}\text{W}$	6,19	$2,2 \pm 0,3$	2,6	4,6
$^{185}\text{W}$	5,75	$2,5 \pm 0,2$	2,7	4,3
$^{187}\text{Os}$	6,25	$3,1 \pm 1,0$	2,6	-

соновскими квантовыми числами  $651+$ ,  $640+$ ,  $631+$ ,  $620+$ ,  $611+$ ,  $600+$ . Наибольший вклад в волновые функции тех из них, которые расположены вблизи энергии связи, дает подболочка  $4s_{1/2}$ . Так, при  $\beta_2 = 0,24$  коэффициенты  $a_{01/2}^{\rho}$ , соответствующие сферической подболочке  $4s_{1/2}$ , для указанных  $\rho$  равны: - 0,241; - 0,030; 0,584; 0,244; 0,573; 0,476. Тем самым экспериментальный факт наблюдения больших величин  $s$ -волновой нейтронной силовой функции в ядрах области  $A \sim 180$  находит микроскопическое объяснение.

На рисунке для примера приведено поведение спектроскопического фактора  $S_{01/2}^{1/2}$  в зависимости от энергии возбуждения для ядер  $^{175}\text{Yb}$ ,  $^{181}\text{Hf}$  и  $^{181}\text{W}$ , рассчитанного по формуле /5/ с  $\Delta = 0,4$  МэВ.

Вблизи энергии связи  $B_n$  функция  $S_{01/2}^{1/2}$  в зависимости от вариации  $\Delta$  в пределах 0,4 - 1 МэВ меняется на 10-15%. Это объясняется довольно сильной фрагментацией одноквазичастичных компонент вблизи  $B_n$ . Не следует, на наш взгляд, придавать большого значения отдельным максимумам на кривых, приведенных на рисунке. Можно ожидать их сглаживания, если учесть добавочную фрагментацию, обусловленную вкладом более сложных неучтенных здесь конфигураций /квазичастица + два фонона и др./.

Определив энергетическую зависимость поведения функций  $S_{01/2}^{1/2}$ , легко вычислить по формуле /5/ величины нейтронных силовых функций  $S_0$  при энергии связи нейтрона  $B_n$ . Результаты наших расчетов  $S_0$  для некоторых ядер приведены в таблице. Там же даются для сравнения экспериментальные величины /1/ и результаты расчетов из /5/. В целом, если учесть также экспериментальные ошибки, в данной работе получено удовлетворительное описание величин волновых нейтронных силовых функций для ядер из области  $175 < A < 187$ . Не совсем хорошее согласие результатов наших расчетов с экспериментальными данными для  $^{175}\text{Yb}$  и  $^{187}\text{Os}$ , возможно, частично объясняется ограниченной применимостью используемой здесь одночастичной схемы уровней для ядер, расположенных на краях исследуемого интервала значений  $A$ .

В заключение благодарим В.Г.Соловьева за многочисленные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Mughabghab S.F. Neutron Cross Sections, vol.1, Resonance Parameters and Thermal Cross Sections Part B:  $Z = 61-100$ , Academic Press.
2. Немировский П.Е. Современные модели атомного ядра. Атомиздат, М., 1960; Ходгсон П.Е. Оптическая модель упругого рассеяния: Пер с англ. Атомиздат, М., 1966.
3. Block B., Feshbach H. Ann.Phys., 1963, vol.23, p.47.
4. Furuoya I., Nakasima R. Progr.Theor.Phys., 1983, vol.70, p.452.
5. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl. Phys., 1976, vol. A270, p.87.
6. 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.
7. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.580 /860/.
8. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, т.3, с.770.
9. Seth K.K. Nucl. Data, Sec.A, 1966, vol.2, p.299, Academic Press.
10. Бор О., Моттельсон Б. Структура ядра, т.1, Пер.с англ., "Мир", М., 1971.



11. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.941.
12. Vogt E. Rev.Mod.Phys., 1962. vol.34, p.723.
13. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.357.
14. Nojarov R. J.Phys. G: Nucl.Phys., 1984, vol.10, p.539.
15. Ямалеев Р.М. ОИЯИ, Р4-8723, Дубна, 1975;  
Банг Е. и др. ОИЯИ, Р4-9054, Дубна, 1975.
16. Малов Л.А., Нестеренко В.О., Широкова Н.Ю. ОИЯИ, Р4-83-811,  
Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 апреля 1985 года

Малов Л.А., Яковлев Д.Г.

Р4-85-270

Расчет нейтронных s-волновых силовых функций  
нечетных изотопов Yb, Hf, W и Os

В рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитаны нейтронные силовые функции  $S_0$  для ряда нечетных ядер из области  $A \approx 180$ . Расчеты выполнены с потенциалом среднего поля Вудса - Саксона, параметры которого отличаются от ранее используемых, остаточное мультипольное взаимодействие взято с радиальной зависимостью вида  $\frac{\partial v}{\partial r}$ . Результаты расчета  $S_0$  согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Г.Г.Сандуковской

Malov L.A., Yakovlev D.G.

Р4-85-270

Calculation of Neutron s-wave Strength Functions  
of Odd-A Yb, Hf, W and Os Isotopes

The neutron strength functions  $S_0$  for some odd-A nuclei from the region  $A \approx 180$  are calculated within the quasiparticle-phonon nuclear model. The calculations are made with the Saxon-Woods potential of an average field, the parameters of which differ from those used earlier, the residual multipole interaction is taken with radial dependence of the form  $\frac{\partial v}{\partial r}$ . The calculated results for  $S_0$  are in agreement with the experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985