

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1474
83

Р4-82-934

21/
3-83

С.Г.Кадменский, В.П.Маркушев,
Ю.П.Попов, В.И.Фурман

НЕСОХРАНЕНИЕ K В НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ
И СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
НЕЙТРОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

1. Для основных и низколежащих возбужденных состояний аксиально-симметричных деформированных ядер проекция K спина J на ось симметрии ядра является хорошим квантовым числом^{/1/}. При энергиях возбуждения порядка энергии связи нейтрона $B_n / V_n \approx \approx 8$ мэВ/ форма ядра, по-видимому, меняется мало^{/2/}, так что, в принципе, квантовое число K могло бы сохраняться. Однако анализ экспериментальных данных приводит^{/3-5/} к противоположному заключению.

При взаимодействии $\bar{\nu}$ -нейтрона с ядром-мишенью, имеющим спин $I_0 \neq 0$ и четность π , образуются компаунд-состояния с характеристиками $J_>^\pi = (I_0 + 1/2)^\pi$ и $J_<^\pi = (I_0 - 1/2)^\pi$. В работе^{/3/} был проведен анализ функций распределения расстояний между нейтронными резонансами /НР/ для нескольких деформированных ядер в трансурановой области. Если бы величина K была интегралом движения, то можно было бы ожидать трех распределений, соответствующих следующим значениям $JK : J_> J_>, J_> J_< \text{ и } J_< J_<$. Анализ^{/3/} показал наличие только двух групп распределений вигнеровского типа^{/6/}, что указывает на отсутствие каких-либо сохраняющихся квантовых чисел для НР кроме полного спина четности.

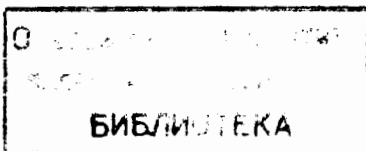
В работе^{/4/} были изучены интенсивности γ -переходов из НР с $J^\pi = 13/2^-$ и $15/2^-$ в ядре ^{177}Lu на низколежащие состояния с хорошо определенными значениями $K^\pi = 1/2^-, 5/2^-, 7/2^-, 11/2^-$ и $15/2^-$. Сравнение приведенных интенсивностей γ -переходов с $\Delta K = = 0 \div 7$ не выявило заметного запрета по ΔK , что свидетельствует о сильном смешивании проекций K в НР.

Недавний эксперимент^{/5/} по "ускорению" тепловых нейтронов изомерным ядром $^{180\text{m}}\text{Hf}$, в котором нейтрон захватывался ядром-мишенью в состоянии $J^\pi K = 8^-, 8$, формировал НР с $J^\pi = 15/2^-, 17/2^-$ и затем испускался, оставляя ядро ^{180}Hf в основном состоянии, продемонстрировал отсутствие запрета по K ($\Delta K \leq 8$) в нейтронном канале распада.

Ниже будут проанализированы дополнительные экспериментальные данные с целью уточнения характера смешивания по K в НР деформированных ядер.

2. Среднее расстояние $\bar{D}_{J^\pi |K|}$ между уровнями с квантовыми числами $J^\pi |K|$, согласно статистической теории, записывается в виде^{/1/}

$$\bar{D}_{J^\pi |K|}(E, J) = \bar{D}_{|K|^\pi}((E - E_{\text{вращ.}}(K, J)), K), \quad /1/$$



где

$$\bar{D}_{|K|\pi}(E, K) = \sqrt{2\pi} \sigma_3 \exp(K^2/2\sigma_3^2) D_{\text{внутр.}}(E). \quad /2/$$

При этом среднее расстояние между компаунд-уровнями с фиксированными J^π и произвольным K выражается формулой

$$\bar{D}_{J^\pi} = \left[\sum_{|K|} (\bar{D}_{J^\pi|K|})^{-1} \right]^{-1}. \quad /3/$$

В формулах /1/-/3/ E - энергия возбуждения компаунд-состояния,

$$E_{\text{вращ.}}(K, J) = \frac{\hbar^2}{2J} [J(J+1) - K^2], \quad \text{а } \sigma_3^{-2} = \hbar^2/TJ_3, \quad \text{где } J_3 \text{ и } J \text{ суть}$$

эффективные моменты инерции относительно оси симметрии ядра и перпендикулярной к ней оси, T - температура. При условиях $K \ll \sigma_3$, $E_{\text{вращ.}} \ll T$ формула /1/ переходит в

$$\bar{D}_{J^\pi|K|} = \bar{D}_{|K|\pi} = \sqrt{2\pi} \sigma_3 D_{\text{внутр.}}(E), \quad /4/$$

а величина \bar{D}_{J^π} определяется соотношением

$$\bar{D}_{J^\pi} = \bar{D}_{|K|\pi} / \Gamma(J), \quad /5/$$

где фактор $\Gamma(J)$, равный числу возможных значений K при данных J^π , имеет следующий вид, несколько уточненный нами по сравнению с выражением /4.63г/ из работы /1/:

$$\Gamma(J) = \begin{cases} J+1 & \text{для } J - \text{целых} \\ J+1/2 & \text{для } J - \text{полуцелых.} \end{cases} \quad /6/$$

Поскольку в основном состоянии ядра-мишени проекция $K_0 = I_0$ и величина K в процессе захвата нейтрона сохраняется /1/, то s -нейтронные резонансы возбуждаются через компоненты с $K = J_>$ и $J_<$ для компаунд-состояний $J_>^\pi$ и через компоненты с $K = J_<$ для НР с $J_<^\pi$. Тогда в условиях сохранения проекции K в НР отношение

между наблюдаемыми величинами $\bar{D}_{\text{exp}}^{J_>^\pi}$ и $\bar{D}_{\text{exp}}^{J_<^\pi}$ равно

$$\bar{D}_{\text{exp}}^{J_<^\pi} / \bar{D}_{\text{exp}}^{J_>^\pi} = 2. \quad /7/$$

В противоположном предельном случае равномерного смешивания по K в НР можно ожидать /7/, что величина \bar{D}_{J^π} практически не изменится по сравнению с формулой /5/ ввиду сохранения числа ба-

зисных состояний. Поэтому для отношения наблюдаемых величин

$\bar{D}_{\text{exp}}^{J_>^\pi}$ и $\bar{D}_{\text{exp}}^{J_<^\pi}$ из формул /4/ и /5/ получим

$$\bar{D}_{\text{exp}}^{J_<^\pi} / \bar{D}_{\text{exp}}^{J_>^\pi} = \Gamma(J_>) / \Gamma(J_<). \quad /8/$$

В таблице приведены результаты анализа наиболее надежно опре-

деленных экспериментальных значений $\bar{D}_{\text{exp}}^{J_<^\pi}$ и $\bar{D}_{\text{exp}}^{J_>^\pi} / N$ - полное число известных s -нейтронных резонансов/. Величины χ^2 определялись на основе гипотез /8/ - χ_1^2 и /7/ - χ_{II}^2 . Видно, что гипотеза /8/ согласуется с экспериментальными данными, тогда как гипотеза /7/ может быть отброшена на уровне достоверности лучше 95%.

3. Рассмотрим информацию о характере смешивания по K , которую можно получить из исследования спиновой зависимости силовой функции s -нейтронов в деформированных ядрах. Для расчета нейтронных ширин компаунд-состояний воспользуемся интегральной формулой /9/, описывающей ширину распада подбарьерного квазистационарного состояния. При условии $k_n R_A \ll 1$, справедливом для резонансных нейтронов, имеем /9/:

$$\Gamma_{n0}^{J\pi\lambda} = 2\pi | \Psi_{J\pi M}^\lambda |^2 | V_{nA} |^2 | \Psi_{I_0 0 1/2}^{JM} |^2, \quad /9/$$

где V_{nA} - потенциал взаимодействия нейтрона с ядром-мишенью, $\Psi_{J\pi M}^\lambda$ - волновая функция НР λ ($J \neq 0$),

$$\Psi_{J\pi M}^\lambda = \sum_{|K|} b_{|K|}^{J\pi\lambda} \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi^2}} [D_{MK}^J \chi_{|K|}^\lambda + (-)^{J-K} D_{M-K}^J \chi_{|K|}^\lambda]. \quad /10/$$

В формуле /10/ D_{MK}^J - обобщенная сферическая функция, $\chi_{|K|}^\lambda$ - внутренняя функция НР и $\chi_{|K|}^\lambda$ - обращенная к ней во времени. Величины $b_{|K|}^{J\pi\lambda}$ - коэффициенты смешивания по проекции K . Входящая в формулу /9/ функция s -нейтронного канала $\Psi_{I_0 0 1/2}^{JM}$ определяется выражением

$$\Psi_{I_0 0 1/2}^{JM} = \tilde{j}_0(k_n r) \sum_m C_{I_0 1/2 M_0 m}^{JM} \sqrt{\frac{2I_0+1}{16\pi^2}} [D_{M_0 I_0}^{I_0} \chi_{I_0} + D_{M_0 -I_0}^{I_0} \chi_{I_0}] \times \phi_{1/2 0 m}, \quad /11/$$

где $\tilde{j}_0(k_n r)$ - сферическая функция Бесселя с $\ell_n = 0$, нормированная на δ -функцию по энергии, $\phi_{1/2 0 m}$ - спин-угловая функция нейтрона в лабораторной системе координат, а χ_{I_0} - внутренняя волновая функция ядра-мишени с $K_0 = I_0 \neq 0$.

Таблица

Сост. ядро	$J_>, J_<$	$\overline{\sigma}_{exp}^{J_> \pi} (\text{эВ})$ $N_{J_> \pi}$	$\overline{\sigma}_{exp}^{J_< \pi} (\text{эВ})$ $N_{J_< \pi}$	N	$\frac{\overline{\sigma}_{exp}^{J_< \pi}}{\overline{\sigma}_{exp}^{J_> \pi}}$	χ_I^2	χ_{II}^2
¹⁵⁸ Gd	2 ⁻ , 1 ⁻	9,5±0,9 29	13,3±1,5 18	54	1,4±0,28	0,127	4,6
¹⁶⁰ Tb	2 ⁺ , 1 ⁺	- 37	- 28	72	1,32±0,26	0,464	6,6
¹⁶² Dy	3 ⁺ , 2 ⁺	4,7±1,6 23	5,9±0,7 21	54	1,26±0,25	0,08	8,4
¹⁶⁴ Dy	3 ⁻ , 2 ⁻	14,0±1,6 29	16,7±2 18	52	1,19±0,24	0,35	11,6
¹⁶⁶ Ho	4 ⁻ , 3 ⁻	- 30	- 25	63	1,2±0,24	0,04	11,1
¹⁶⁸ Er	4 ⁺ , 3 ⁺	7,5±0,6 39	9,3±1,0 23	62	1,24±0,25	0,02	9,4
¹⁷⁰ Tm	1 ⁺ , 0 ⁺	- 59	- 20	86	2,95±0,6	2,6	2,6
¹⁷⁴ Yb	3 ⁻ , 2 ⁻	14,0±1,3 33	20±2,0 21	60	1,43±0,28	0,12	3,97
¹⁷⁸ Hf	4 ⁻ , 3 ⁻	- 48	- 50	98	0,96±0,19	2,28	29,3
¹⁸⁰ Hf	5 ⁺ , 4 ⁺	- 18	- 17	38	1,06±0,21	0,29	19,7
¹⁹⁶ Pt	1 ⁻ , 0 ⁻	- 27	- 10	40	2,7±0,54	1,68	1,68
²³⁶ U	4 ⁻ , 3 ⁻	0,809±0,07 -	0,95±0,08 -	431	1,18±0,18	0,16	20,6
$\sum_i \chi_i^2$						8,6	129,6

Выделим во внутренней волновой функции НР $\chi_{|K|}^\lambda$ компоненту, связанную с внутренней волновой функцией основного состояния ядра-мишени χ_{I_0} и одночастичным нейтронным резонансным состоянием $\varphi_{01/2}^t$

$$\sum_t \overline{x^t} \chi_{I_0} \varphi_{01/2}^t \delta_{|K|, I_0 \pm 1/2} \quad /12/$$

Суммирование по t в формуле /12/ учитывает существование двух резонансных состояний с $K = 1/2$ в окрестности максимума силовой функции в деформированных ядрах. Тогда, переходя для спин-угловой функции нейтрона $\phi_{1/20m}(\Omega, r_n^+, \sigma_n)$ в /11/ во внутреннюю систему координат и подставляя /10/-/12/ в формулу /9/, получим

$$\Gamma_{n0}^{J\pi\lambda} = \left| \sum_t \sum_{|K|} C_{J1/2|K|I_0-|K|}^{I_0I_0} (\Gamma_{01/2}^t)^{1/2} \overline{x^t} b_{|K|}^{J\pi\lambda} \right|^2 \quad /13/$$

Здесь $\Gamma_{01/2}^t$ - одночастичная нейтронная ширина распада состояния $\varphi_{01/2}^t$.

Усредняя ширину $\Gamma_{n0}^{J\pi\lambda}$ /13/ по большому числу НР с данными J^π и учитывая статистические свойства коэффициентов $b_{|K|}^{J\pi\lambda}$ и x^t

$$\overline{b_{|K|}^{J\pi\lambda} b_{|K'|}^{J\pi\lambda}} = |b_{|K|}^{J\pi}|^2 \delta_{|K|, |K'|} \quad \overline{x^t x^{t'}} = (\overline{x^t})^2 \delta_{t, t'}$$

найдем

$$\overline{\Gamma_{n0}^{J\pi}} = \sum_t \sum_{|K|} (C_{J1/2|K|I_0-|K|}^{I_0I_0})^2 |b_{|K|}^{J\pi}|^2 (\overline{x^t})^2 \Gamma_{01/2}^t \quad /14/$$

Согласно /1/, имеем

$$(\overline{x^t})^2 = \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma_{\downarrow}^t D |K| \pi}{(E_n - E_{01/2}^t)^2 + (\Gamma_{\downarrow}^t)^2 / 4} \quad /15/$$

где $E_{01/2}^t$ и Γ_{\downarrow}^t - энергия и "спредовая" ширина одночастичного состояния $\varphi_{01/2}^t$. Используя стандартное определение s-нейтронной

силовой функции $S_{n0}^{J\pi} = \overline{\Gamma_{n0}^{J\pi}} / \sqrt{E_n} \overline{D}_{J\pi}$ и формулы /14/, /15/ и /5/, получим

$$S_{n0}^{J>\pi} = \left\{ \frac{2J_>}{2J_>+1} |b_{J_>}^{J>\pi}|^2 + \frac{1}{2J_>+1} |b_{J_<}^{J>\pi}|^2 \right\} r(J_>) S_{n0}$$

$$S_{n0}^{J < \pi} = \overline{|b_{J <}^{J < \pi}|^2} \cdot \Gamma(J <) S_{n0} \quad /16/$$

где

$$S_{n0} = \frac{1}{2\pi} \sum_t \frac{\Gamma_{\downarrow}^t \Gamma_{01/2}^t}{\Gamma(E_n - E_{01/2}^t)^2 + (\Gamma_{\downarrow}^t)^2 / 4 | \sqrt{E_n} } \quad /17/$$

Анализ экспериментальных силовых функций для s -нейтронов в деформированных ядрах приводит к выводу /10,11/ о том, что величина $S_{n0}^{J \pi}$ не зависит от J . Этот факт позволяет получить из формулы

/16/ среднее значение коэффициентов $\overline{|b_{|K|}^{J \pi}|^2}$

$$\overline{|b_{|K|}^{J \pi}|^2} = 1/\Gamma(J), \quad /18/$$

совпадающее с величинами $\overline{|b_{|K|}^{J \pi}|^2}$, полученными ранее в работе /12/ в пределе сильного кориолисова смешивания. Поскольку величина $\Gamma(J)$ определяет число всевозможных значений K при данном значении спина J НР, то результат /18/ физически означает полную равновероятность всех проекций K в волновой функции НР.

В этом случае $S_{n0}^{J \pi} = \bar{S}_{n0}^{J \pi}$, причем силовая функция S_{n0} может быть последовательно вычислена на основе оптической модели с несферическим потенциалом. Таким образом, только при выполнении условия /18/ можно аргументировать применение оптической модели для описания нейтронных силовых функций в деформированных ядрах.

Авторы благодарят В.П.Алфименкова, Л.Б.Пикельнера и Э.И.Ша-рапова за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1971, т.1,2.
2. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1977, 27, с.979.
3. Moor M.S. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p.1323.
4. Aldea L. et al. Proc. of Int.Conf.Nucl.Phys., Munich. New York, 1973, p.660.
5. Kondurov I. et al. Phys.Lett., 1981, B106, p.383.
6. Wigner E.P. Ann.Mat., 1958, 67, p.325; 1955, 62, p.548.
7. Вдовин А.И. и др. ЭЧАЯ, 1976, 7, с.952.
8. Neutron Cross Sections. (Ed. by S.F.Mughabghab et al.). Academic Press, N.Y., 1981, vol.1, part A.

9. Кадменский С.Г., Фурман В.И. ЭЧАЯ, 1975, 6, с.469.
10. Алфименков В.П. и др. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.411.
11. Алфименков В.П. и др. ОИЯИ, РЗ-81-404, Дубна, 1981.
12. Кадменский С.Г. и др. ЯФ, 1981, 35, с.300.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 декабря 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
D1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
D11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2 31-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Кадменский С.Г. и др. P4-82-934
Несохранение K в нейтронных резонансах и спиновая зависимость нейтронной силовой функции в деформированных ядрах

На основе теоретического анализа средних расстояний между компаунд-состояниями с данными J^π ряда деформированных ядер, а также с использованием других существующих экспериментальных данных, получен вывод о том, что проекция K полного спина нейтронного резонанса не является хорошим квантовым числом. Получены формулы для нейтронных силовых функций s-резонансов с фиксированными J^π в деформированных ядрах и из сравнения с соответствующими экспериментальными величинами сделано заключение о равновероятности всех проекций K в волновой функции нейтронного резонанса.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Kadmensky S.G. et al. P4-82-934
K-Nonconservation in Neutron Resonances and Spin Dependence of Neutron Strength Functions of the Deformed Nuclei

On the basis of theoretical treatment of level spacing the compound-nucleus states with fixed J^π for some deformed nuclei and using another suitable experimental data it is obtained that the projection of the neutron resonance spin on the nuclear axis K is not good quantum number. The new formulae for spin dependent s-wave neutron strength functions of the deformed nuclei are obtained. A comparison of experimental neutron strength functions and theoretical ones leads to the conclusion that all projections K enter the wave function of a neutron resonance with the equal weights.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.