

A-537



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4657/2-81

14/9-81

P3-81-404

В.П.Алфименков, С.Б.Борзаков, Я.Вежбицки,
А.И.Иваненко, Ю.Д.Мареев, О.Н.Овчинников,
Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шарапов

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ
НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ И СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЯДЕР В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ
И ЯДРАМИ

Направлено в "Nuclear Physics"

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о спиновой зависимости сечений взаимодействия нейтронов с ядрами возник много лет назад и до сих пор далек от окончательного разрешения. Это обусловлено значительными трудностями в теоретическом и экспериментальном изучении этого явления. В настоящей работе будет идти речь об экспериментальных исследованиях спиновой зависимости полных сечений взаимодействия резонансных /с энергиями до 100 кэВ/ нейтронов с ядрами некоторых редкоземельных элементов. Измерения проводились с использованием поляризованных нейтронов и ядер. Результаты отдельных этапов исследований были частично опубликованы в работах /1-4/.

2. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЯХ

Полное сечение взаимодействия можно представить в виде суммы сечения потенциального рассеяния σ_p и сечения σ_c процессов, идущих через образование компаунд-ядра.

Сечение σ_p медленно меняется с энергией нейтронов и слабо зависит от спинов. Сечение σ_c при небольших энергиях нейтронов имеет резкую энергетическую зависимость /резонансы в нейтронных сечениях/ и в изолированных резонансах сильно зависит от спинов, поскольку отдельные резонансы соответствуют образованию возбужденных состояний компаунд-ядра с определенным спином. С ростом энергии нейтронов из-за недостаточного энергетического разрешения нейтронных спектрометров резонансы начинают перекрываться и резкая энергетическая зависимость нейтронных сечений пропадает. В этой области энергий, называемой обычно областью усредненных сечений, связанная с компаунд-состоянием составляющая $\langle \sigma_c \rangle$ от спинов зависит слабо, к тому же $\langle \sigma_c \rangle$ экспериментально трудно отделить от σ_p .

В нашем случае основной вклад во взаимодействие вносят s-нейтроны /с орбитальным моментом $l = 0$ /. Для области разрешенных резонансов это очевидно. В области же усредненных сечений вклад от p-нейтронов хотя и возрастает, но все еще остается не очень значительным /см. приложение I/. Спиновую зависимость взаимодействия s-нейтронов с ядрами можно описывать сечениями σ_+ и σ_- для двух возможных спиновых каналов с сум-

марными спинами $J=I\pm 1/2$. В области разрешенных резонансов достаточно знать спины резонансов и $(\sigma_p)_\pm$, а в области усредненных сечений необходимо определить соответствующие средние сечения $\langle \sigma_c \rangle_\pm$.

Спины нейтронных резонансов можно определять как косвенными методами /например, из измерений различных парциальных сечений или спектров захватных γ -лучей/, так и непосредственно - в экспериментах с поляризованными нейтронами и ядрами. К настоящему времени получена обширная информация о спинах нейтронных резонансов. Это сделано в основном с использованием косвенных методов, в техническом отношении более простых, чем использование поляризованных нейтронов и ядер. Однако ценность информации о спинах нейтронных резонансов для развития представлений о природе взаимодействия нейтронов с ядрами пока невысока, поскольку современная теория ядра не в состоянии дать значения спинов конкретных резонансов, а для сравнения с выводами теории о спиновой зависимости усредненных сечений нужно значительно увеличить количество измеренных спинов резонансов^{/5/}. Более ценная в этом отношении информация о спиновой зависимости сечений $\langle \sigma_c \rangle$ и σ_p может быть получена лишь прямым методом - в экспериментах с поляризованными нейтронами и ядрами. Работы в этом направлении находятся пока в начальной стадии.

Простейшими из экспериментов с поляризованными нейтронами и ядрами являются измерения пропускания, позволяющие исследовать спиновые эффекты в полных сечениях взаимодействия. В полные сечения дают вклад σ_p и σ_c , поэтому для получения их раздельных спиновых зависимостей необходимо привлечение дополнительной информации.

При исследовании спиновой зависимости полных нейтронных сечений в экспериментах с поляризованными нейтронами и ядрами обычно измеряют эффект пропускания:

$$\epsilon = \frac{N_p - N_a}{N_p + N_a}, \quad /1/$$

где N_p и N_a - скорости счета детектора при параллельной и анти-параллельной ориентации поляризаций нейтронов и ядер. Эффект пропускания может быть выражен в виде^{/6/}

$$\epsilon = -f_n \operatorname{th}(nf_N \sigma_{ss}). \quad /2/$$

Здесь f_n и f_N - нейтронная и ядерная поляризации; n - толщина мишени в яд./см²;

$$\sigma_{ss} = \frac{1}{2I+1} (\sigma_+ - \sigma_-) \quad /3/$$

- спин-спиновое сечение /иначе его называют поляризационным сечением/. Поскольку в отдельном резонансе реализуется лишь одно из возможных спиновых состояний, из соотношений /2/ и /3/ следует, что знак эффекта пропускания однозначно связан со спином резонанса: $\epsilon > 0$ для $J=I-1/2$ и $\epsilon < 0$ для $J=I+1/2$.

В случае измерений в области усредненных сечений в эффект пропускания вместо скоростей счета входят их интегралы по энергетической области усреднения ΔE :

$$\epsilon = \frac{\int N_p dE - \int N_a dE}{\int N_p dE + \int N_a dE}. \quad /4/$$

Выражение /4/ может быть преобразовано к виду

$$\epsilon = -f_n \frac{\int N_0 e^{-n\sigma_0} \operatorname{sh}(nf_N \sigma_{ss}) dE}{\int N_0 e^{-n\sigma_0} \operatorname{ch}(nf_N \sigma_{ss}) dE}, \quad /5/$$

где N_0 - скорость счета детектора без мишени в пучке, а σ_0 - сечение для неполяризованных ядер мишени. В связи с малостью спин-спинового сечения используемые мишени всегда являются тонкими по σ_{ss} , и выражение /5/ можно упростить:

$$\epsilon = -f_n f_N n \frac{\int N_0 e^{-n\sigma_0} \sigma_{ss} dE}{\int N_0 e^{-n\sigma_0} dE}. \quad /6/$$

Таким образом, измерение усредненного эффекта пропускания позволяет получить взвешенное среднее значение σ_{ss} с весом, определяемым формой регистрируемого спектра. Обычно при измерениях усредненных сечений используются мишени, тонкие и по полному сечению σ_0 . Если при этом в области усреднения N_0 существенно не изменяется, то взвешенное среднее значение σ_{ss} превращается в обычное среднее $\langle \sigma_{ss} \rangle$ по области ΔE и

$$\epsilon = -f_n f_N n \langle \sigma_{ss} \rangle. \quad /7/$$

Для $\langle \sigma_{ss} \rangle$ в соответствии с выражением /3/ имеем

$$\langle \sigma_{ss} \rangle = \frac{1}{2I+1} [\langle \sigma_+ \rangle - \langle \sigma_- \rangle]. \quad /8/$$

В случае тонкой мишени интерференция между резонансным и потенциальным рассеянием в усредненные сечения вклада не дает и можно записать:

$$\langle \sigma_\pm \rangle = (\sigma_p)_\pm + \langle (\sigma_c)_\pm \rangle. \quad /9/$$

Средние в спиновых каналах сечения потенциального рассеяния выражаются через соответствующие эффективные радиусы известным соотношением:

$$(\sigma_p)_{\pm} = 4\pi R_{\pm}^2. \quad /10/$$

Сечения $\langle(\sigma_e)_{\pm}\rangle$ получаются усреднением по резонансам со спинами $J = I \pm 1/2$ и выражаются через s-волновые силовые функции $(S_0)_{\pm}$:

$$\langle(\sigma_e)_{\pm}\rangle = 2\pi^2 \chi^2 \sqrt{E} (S_0)_{\pm}, \quad /11/$$

где χ - длина волны нейтрона и E - его энергия, средние по выбранному энергетическому интегралу. Вышеприведенные соотношения позволяют записать выражение для усредненного эффекта пропускания в следующем виде^{/7/}:

$$\epsilon = -f_n f_N \pi \frac{1}{2I+1} \{4\pi(R_+^2 - R_-^2) + 2\pi^2 \chi^2 \sqrt{E} [(S_0)_+ - (S_0)_-]\}. \quad /12/$$

Таким образом, результаты измерений полных сечений с использованием поляризованных нейтронов и ядер в области усредненных сечений содержат информацию о спиновой зависимости эффективных радиусов потенциального рассеяния и силовой функции. Поскольку силовые функции и радиусы потенциального рассеяния могут быть связаны с параметрами оптической модели ядра, такие измерения представляют несомненный интерес для уточнения и развития оптической модели.

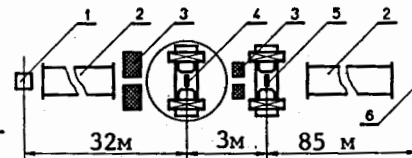
При рассмотрении результатов этих измерений следует иметь в виду значительные флуктуации экспериментально определенных силовых функций, в основном обусловленные χ^2 -распределением с одной степенью свободы для входящих в силовые функции приведенных нейтронных ширин. Связанное с этими флуктуациями относительное среднеквадратичное отклонение измеренной силовой функции от ее истинного среднего значения определяется количеством резонансов n_r , по которому проведено усреднение, и может быть выражено в виде

$$\frac{\Delta S}{S} = \sqrt{\frac{2}{n_r}}. \quad /13/$$

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Пропускание поляризованных нейтронов через поляризованную мишень измерялось методом времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем в бустерном режиме с ускорителем электронов ЛУЭ-40^{/8/}. Пучок нейтронов площадью $\approx 25 \text{ см}^2$ проходил че-

Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 - реактор; 2 - нейтронотводы; 3 - коллиматоры; 4 - поляризованная протонная мишень; 5 - поляризованная ядерная мишень; 6 - детектор нейтронов.



рез монокристалл двойного лантан-магниевого нитрата, в котором протоны кристаллизованной воды поляризовались методом "солид-эффекта"^{/9/} в направлении, перпендикулярном направлению пучка. Нейтроны поляризовались за счет большого различия в сечениях синглетного и триплетного рассеяния на водороде^{/10/}. При толщине кристалла около 15 мм и протонной поляризации $f_p \approx 0,6$ поляризация профильтрованного пучка составляет $f_n \approx 0,5$ и несколько уменьшается с ростом энергии выше 30 кэВ. Направление поляризации нейтронов можно реверсировать, меняя знак поляризации протонов в мишени, что занимает около часа, или поворачивая на 180° магнит вместе с криостатом и кристаллом^{/11/}. В последнем случае реверс был быстрым, поворот осуществлялся примерно за 10 с. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1.

В качестве исследуемых мишеней в эксперименте использовались образцы из металлических Tb, Ho, Er и интерметаллических соединений PrAl_2 и TmFe_2 . Толщина всех мишеней /по редкоземельным ядрам/ составляла $1 \div 1,5 \cdot 10^{22} \text{ яд./см}^2$, а площадь - около 30 см^2 . Поляризация ядер в этих мишенях осуществлялась за счет их охлаждения до сверхнизких температур $T = 0,03 \div 0,04 \text{ К}$ во внешнем магнитном поле $H \approx 15 \text{ кЭ}$ ^{/12/}. Используемые в качестве мишеней вещества при указанной выше температуре являются ферромагнетиками^{/13/}, причем на ядрах редкоземельных атомов имеются сильные внутриаомные "сверхтонкие" магнитные поля $H = 10^6 \div 10^7 \text{ Э}$.

При таких температурах и полях исследованные ядра поляризуются практически полностью, а сверхтонкие поля пространственно ориентируются за счет намагничивания ферромагнетика во внешнем магнитном поле, перпендикулярном пучку нейтронов. К сожалению, редкоземельные ферромагнетики оказываются магнитно жесткими^{/13/} и для полного их намагничивания нужны высокие поля. В использованной в эксперименте магнитном поле магнитного насыщения достичь не удалось. Практически достигнутая ядерная поляризация составляла $f_N = 50 \div 60\%$.

Нейтроны, прошедшие через мишени, регистрировались сцинтилляционным детектором^{/14/}, находившимся на расстоянии 116 м от реактора. Накопление спектров и управление быстрым реверсом

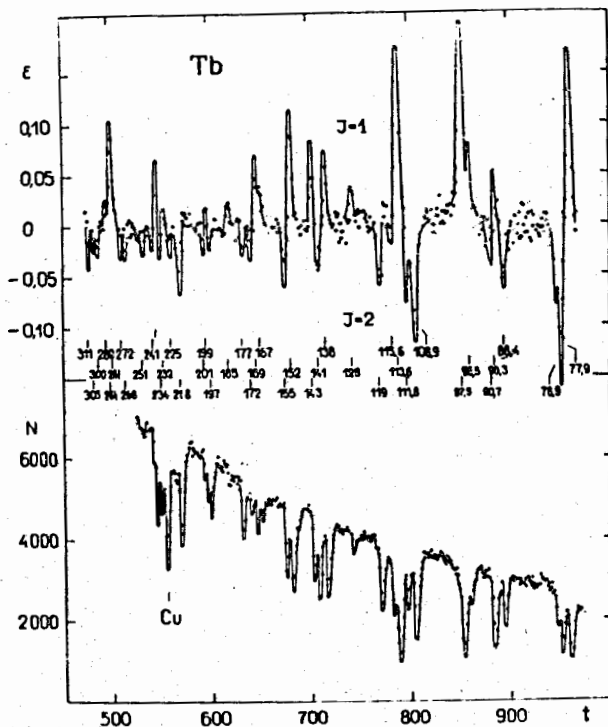


Рис.2. Экспериментальные данные для резонансной области энергий. Внизу - аппаратурный спектр отсчетов детектора N, полученный за 20 ч при ширине канала анализатора /t - номер канала/ 1 мкс. Цифры над резонансами указывают их энергию в электрон-вольтах. Вверху - зависимость эффекта пропускания ε от номера канала анализатора.

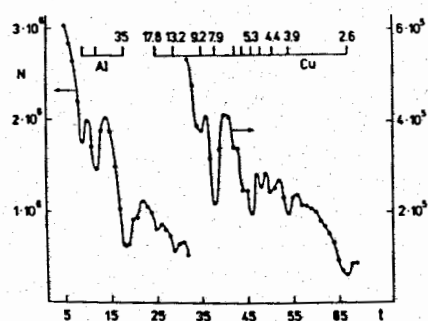


Рис.3. Аппаратурный спектр в усредненной области энергий: N - число отсчетов детектора за 30 ч при антипараллельной ориентации спинов нейтронов и ядер; t - номер канала анализатора шириной 2,5 мкс. Резонансная структура вызвана конструкционными материалами в пучке. Цифры вверху - энергия в кэВ.

поляризации нейтронов велось с помощью автоматизированной системы на базе малой ЭВМ ТРА /15/.

В ходе измерений при фиксированной поляризации протонов в памяти ТРА накапливались два спектра N_p и N_a с быстрым реверсом нейтронной поляризации через три минуты. После 24 ч таких измерений менялся знак протонной поляризации /медленный реверс/ и проводилась следующая 24-часовая серия. Всего было проведено по 8±10 таких серий для каждого образца. Участки спектра, полученного в одной из серий измерений с Тб, показаны на рис.2 /область разрешенных резонансов/ и на рис.3 /область усредненных сечений/. Структура на последнем обусловлена конструкционными материалами /медью, алюминием/, находившимися в нейтронном пучке.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Низкоэнергетические участки спектров с разрешенными резонансами обрабатывались с целью определения спинов резонансов. В этой области энергий, как было показано выше, знак эффекта пропускания непосредственно дает значения спинов резонансов. Всего для пяти исследованных ядер были идентифицированы спины примерно 230 резонансов, значительная часть из них определена впервые. Результаты измерений приведены в табл.1.

Как отмечалось выше, область неразрешенных резонансов, которая в данных экспериментах охватывала энергетический диапазон от нескольких кэВ до ~100 кэВ, несет значительно более интересную информацию о спиновой зависимости взаимодействия нейтронов с ядрами, чем область разрешенных резонансов. Высокая статистическая точность измеренных спектров, а также специальные меры, принятые для устранения систематических ошибок в эксперименте, позволили получить эффект пропускания с точностью, лучшей чем 0,1%, для каждого из участков спектров, на которые был разбит диапазон $0 \leq E \leq 100$ кэВ.

Результаты измерений в области усредненных сечений для исследованных ядер приведены на рис.4, где даны спин-спиновые сечения, полученные из эффектов пропускания с использованием соотношения /7/. Как видно из этих результатов, σ_{ss} у всех исследованных ядер лежит в пределах +600 мб, причем у ядер Рг, Тб, Ег и Тм оно заметно изменяется в исследованной области энергий нейтронов.

Такие изменения не могут быть связаны с потенциальным рассеянием, поскольку энергетический интервал до 100 кэВ слишком мал для заметного изменения эффективного радиуса. Это позволяет предположить, что полученные в эксперименте σ_{ss} или, по крайней мере, их изменения связаны с $\langle \sigma_c \rangle$, то есть с силовыми

Таблица 1

Спины резонансов ¹⁵⁹Tb

Е, эВ	спин	Е, эВ	спин	Е, эВ	спин
3,34	2	88,4	2	201	2
4,98	1	90,3	1	210	(1)
11,1	2	90,7	(2)	216	(1)
14,4	2	95,5	1	218	2
21,2	1	97,5	1	225	2
24,6	2	108,9	2	232	1
27,6	2	111,8	2	234	2
33,9	1	113,6	1	238	1
40,7	1	115,6	2	241	2
43,7	2	119,0	2	251	2
46,1	2	128	1	254	2
50,6	2	138	1	262	(2)
51,6	1	141	2	263	(1)
54,0	2	143	1	268	2
57,4	1	152	1	272	2
58,7	2	155	2	281	1
65,0	2	167	1	284	1
66,8	1	169	1	289	1
73,8	2	172	2	300	2
76,7	1	177	2	305	2
77,9	2	185	1	311	2
78,9	2	197	2		
		199	1		

Спины резонансов ¹⁶⁹Tm

Е, эВ	спин	Е, эВ	спин	Е, эВ	спин	Е, эВ	спин
3,9	1	63,1	1	136	1	238	1
14,4	0	65,9	0	153	0	243	1
17,5	0	83,5	1	160	1	251	1
29,1	1	94,1	1	164	1	260	1
34,8	1	95,6	0	208	1	274	1
38,1	1	102	1	209	0	283	1

Таблица 1 /продолжение/

Е, эВ	спин	Е, эВ	спин	Е, эВ	спин	Е, эВ	спин
44,8	1	116	1	214	1	288	0
50,7	1	125	0	224	0	295	0
59,2	1	132	1	227	1	297	1

В скобках приведены предпочтительные значения спинов для слабых и плохо разрешенных резонансов.

Спины резонансов ¹⁴¹Pr

Е, эВ	спин	Е, эВ	спин	Е, эВ	спин
85	2	845	3	2926	(3)
112	2	956	2	2998	(3)
218	3	1119	3	3479	2
235	3	1363	2	3602	2
359	3	1484	3	3780	3
387	3	1715	3	3901	3
519	2	1880	(3)	4541	3
635	3	2096	3	4586	2
721	2	2452	3	5592	2

Спины резонансов ¹⁶⁵Ho

Е, эВ	спин	Е, эВ	спин	Е, эВ	спин
3,92	4	101,9	4	202,3	4
8,16	3	106,3	4	204,9	4
12,75	4	117,9	4	214,7	3
18,2	3	120,6	4	220,7	4
21,1	4	124,8	4	230,0	3
35,5	3	126,8	3	232,7	3
37,3	4	128,4	3	239,5	4
39,6	4	139,0	4	254,9	-
47,7	3	141,3	4	261,0	4
51,6	3	149,3	3	272,6	(3)
54,4	4	151,0	3	274,1	4

Таблица 1 /продолжение/

Е, эВ	спин	Е, эВ	спин	Е, эВ	спин
64,0	4	152,4	3	277,0	(4)
68,8	3	164,3	3	280,9	3
71,8	4	169,7	3	287,6	(3)
80,0	3	174,6	4	291,6	4
83,8	4	180,9	(3)	297	3
84,8	3	188,8	4	300	4
85,8	3	192,6	3	306,6	4
93,6	4	195,3	(3)		

Спины резонансов ^{167}Er

Е, эВ	спин	Е, эВ	спин	Е, эВ	спин
5,99	3	62,1	4	153,2	3
7,92	4	62,8	3	157,8	3
9,39	3	69,4	4	162,2	4
20,2	4	74,4	4	166,8	3
22,0	3	75,7	4	168,5	3
26,2	3	79,3	3	176,8	4
27,4	4	85,4	3	178,5	4
32,8	4	91,2	4	184,7	4
37,6	4	107,6	3	191,3	4
39,4	3	112,9	4	196	3
42,2	3	115,4	3	209,9	3
50,1	4	131,6	4	217,2	4
53,5	(3,4)	142,3	4	228,7	3
59,9	3	150,5	4		

функциями $(S_0)_{\pm}$ исследованных ядер. Поэтому значения $(S_0)_+ - (S_0)_-$ были рассчитаны с использованием соотношения /12/ в предположении, что $R_+^2 - R_-^2 = 0$. На рис.5 даны значения $(S_0)_+ - (S_0)_-$,

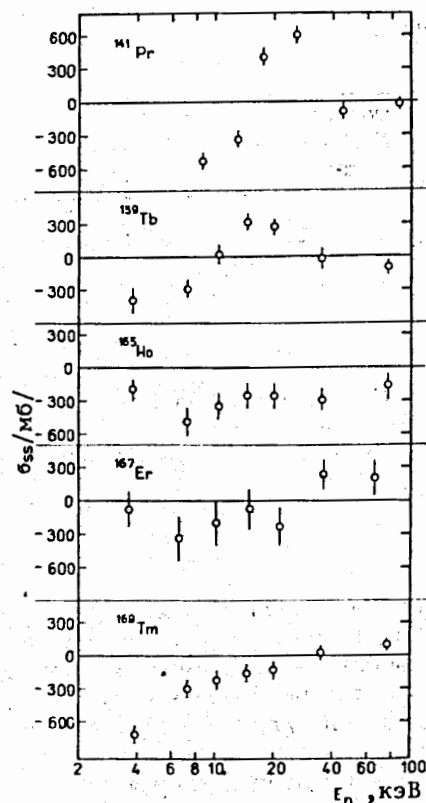


Рис.4. Энергетическая зависимость спин-спиновой сечения ядер ^{141}Pr , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{167}Er , ^{169}Tm .

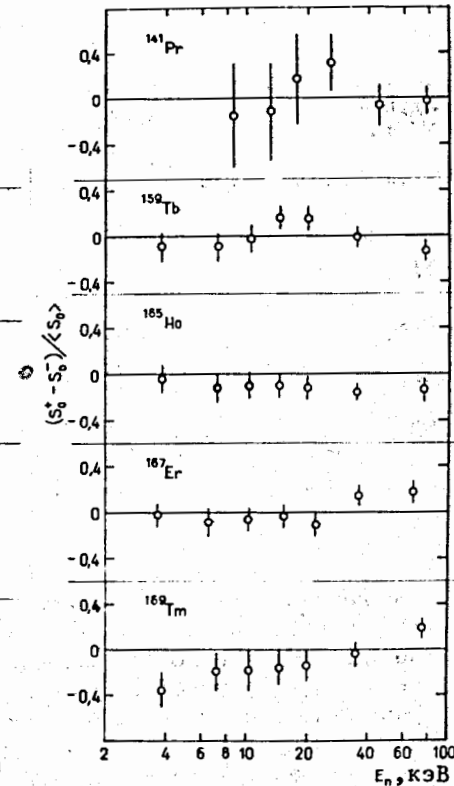


Рис.5. Относительная разность спиновых силовых функций ядер ^{141}Pr , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{167}Er , ^{169}Tm в области усредненного сечения.

отнесенные к средним значениям силовых функций $\langle S_0 \rangle$, взятым из работы /16/. В ошибки значений $[(S_0)_+ - (S_0)_-] / \langle S_0 \rangle$ здесь включены также отклонения от среднего, обусловленные флуктуациями силовых функций и вычисленные с использованием соотношения /13/. Эти отклонения заметно превосходят ошибки измерений и практически определяют точность найденных значений $(S_0)_+ - (S_0)_-$. Получение более точной информации о спиновой зависимости s -волновых силовых функций исследованных ядер из экспериментов с нейтронами при энергиях $E \leq 100$ кэВ оказывается невозможным. Из рис.5 видно, что различия в силовых функциях во всех случаях не превосходят 30%.

Таблица 2

Ядро - мишень	$S_0(10^{-4})$ из /16/	Область усреднения кэВ	$\frac{S_0^+ - S_0^-}{S_0}$
^{159}Tb	1,6	100 - 2,1	$0,020 \pm 0,044$
^{165}Ho	1,8	100 - 2,1	$-0,11 \pm 0,04$
^{169}Tm	1,3	125 - 2,1	$-0,030 \pm 0,057$
^{141}Pr	1,9	110 - 6,6	$0,010 \pm 0,090$
^{167}Er	1,8	90 - 2,1	$0,005 \pm 0,039$

В рамках оптической модели, используемой для описания взаимодействия нейтронов с ядрами в области усредненных сечений, силовые функции не должны заметно меняться при изменениях энергии нейтронов, малых в сравнении с глубиной, описывающей ядро потенциальной ямы ≈ 40 МэВ/. Полученные для Tb и Tm экспериментальные результаты плохо согласуются с этим следствием оптической модели. По-видимому, здесь наблюдается промежуточная структура в сечениях образования компаунд-ядра, связанная со сравнительно короткоживущими промежуточными состояниями ядра с определенным спином.

Для сопоставления полученной информации о спиновой зависимости силовых функций со следствиями из оптической модели целесообразно получить значения $[(S_0)_+ - (S_0)_-] / \langle S_0 \rangle$, усредненные по всей области энергий и по всем исследованным ядрам. Такое усреднение повышает точность результатов и ослабляет их зависимость от эффектов промежуточной структуры. Результаты энергетического усреднения для отдельных ядер представлены в табл.2, а среднее по ядрам относительное различие силовых функций в интервале энергий $2 \div 100$ кэВ оказывается равным

$$\left\langle \frac{(S_0)_+ - (S_0)_-}{S_0} \right\rangle = -0,035 \pm 0,020.$$

Проведем сопоставление с простейшим вариантом оптической модели, когда ядро представляется сферической потенциальной ямой с резким скачком потенциала на границе. Усложнение оптической модели /учет несферичности ядер и размытости их границы/ силь-

но затрудняет сопоставление, но не должно давать качественно других результатов. В простейшем варианте оптической модели /17/ взаимодействие нейтронов с ядрами описывается потенциалом U:

$$U = 0 \text{ при } r > R,$$

$$U = -(V + iW) \text{ при } r < R,$$

/14/

где R - радиус ядра. Средние параметры такого потенциала имеют следующие значения:

$$V \approx 40 \text{ МэВ}, \quad W \approx 3 \text{ МэВ}, \quad R = 1,45 \sqrt{A} \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

где A - массовое число ядра. В этой модели в области редкоземельных ядер существует резонанс силовой функции. Можно показать /см. приложение 2/, что для ядер, лежащих в области максимума силовой функции S_0 , силовая функция связана в основном с мнимой частью оптического потенциала, причем эта связь имеет вид

$$(S_0)_\pm \sim \frac{1}{W_\pm}.$$

/15/

Следуя Фешбаху /18/, будем описывать спин-спиновое взаимодействие дополнительными членами в оптическом потенциале. Выберем их в виде

$$V_{ss} \left[\frac{\hat{I}\hat{\sigma}}{I} \right] \text{ и } W_{ss} \left[\frac{\hat{I}\hat{\sigma}}{I} \right],$$

здесь \hat{I} и $\hat{\sigma}$ - операторы спина ядра и нейтрона. Тогда, предполагая W_{ss} малым по сравнению с W, из /15/ получим

$$W_{ss} = - \frac{(S_0)_+ - (S_0)_-}{S_0} W.$$

/16/

Отсюда при использовании экспериментального значения

$$\langle [(S_0)_+ - (S_0)_-] / S_0 \rangle$$

и значения $W \approx 3$ МэВ получается следующая оценка W_{ss} :

$$W_{ss} = /0,10 \pm 0,05/ \text{ МэВ}.$$

Для одного из исследованных ядер (Ho) из измерений с нейтронами более высоких энергий /от 0,3 до 8 МэВ/ получена оценка /19/ действительной части спин-спинового потенциала $|V_{ss}| < 0,3$ МэВ. Таким образом, спин-спиновое взаимодействие нейтронов с исследованными ядрами оказывается в рамках оптической модели очень слабым.

Сделанное выше предположение, что экспериментально наблюдаемая спиновая зависимость связана с образованием компаунд-ядра, а не с потенциальным рассеянием, может быть экспериментально

проверено. Для выделения процессов, идущих через компаунд-ядро, можно исследовать п-у реакцию ²². Может быть также использован так называемый метод самоиндикации, когда в качестве детектора, прошедшего через мишень пучка, применяется у-детектор с п-у конвертором, содержащим исследуемые ядра. Можно, наоборот, подавить вклад от процессов, идущих через компаунд-ядро, если в обычных условиях измерения пропускания дополнительно "профильтровать" пучок через толстый слой вещества с исследуемыми ядрами.

Следует отметить, что описанные выше эксперименты характеризуются высокой чувствительностью к проявлению промежуточной структуры. Действительно, обуславливающие такую структуру промежуточные состояния имеют определенный спин и в экспериментах с поляризованными нейтронами и ядрами должны проявляться четче, чем в случае обычных нейтронов и ядер. Измерения проводятся с мишенью при полностью тождественных условиях, за исключением относительной ориентации спинов нейтронов и ядер, что позволяет наблюдать эффекты спиновой зависимости в сечениях, во много раз меньшие, чем сама величина сечения.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить И.М.Франка и В.И.Луцикова за интерес к работе, а также Б.А.Родионова, С.И.Неговелова, Н.Т.Хатько, М.С.Язвницкую и Т.С.Афанасьеву за помощь в измерениях.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Общее выражение для спин-спинового сечения σ_{ss} в случае s- и p-резонансов было получено в работе ²⁰ и может быть представлено в виде

$$(\sigma_{ss})_J = \sigma_{0J} P_J, \quad /1.1/$$

где σ_{0J} - сечение в отсутствие поляризации, а P_J - зависящий от спинов множитель. С учетом этого выражения для среднего спин-спинового сечения можно получить

$$\langle \sigma_{ss} \rangle = 2\pi^2 \kappa^2 (2l+1) \theta(l) \sqrt{E} \sum_J g_J P_J S_J. \quad /1.2/$$

Здесь $\theta(l)$ - проникаемость ²¹, связанная с орбитальным моментом; g_J - известные статистические факторы и S_J - соответствующие силовые функции. Если все S_J одинаковы /нет спиновой зависимости взаимодействия/, то выражение /1.2/ дает для $\langle \sigma_{ss} \rangle$ нуль, поскольку $\sum_J g_J P_J = 0$. Так как $\epsilon \sim \langle \sigma_{ss} \rangle$, для отношения эффектов пропускания от p- и s-нейтронов можно записать

$$\frac{\epsilon_p}{\epsilon_s} = 3 \frac{\theta(1)}{\theta(0)} \frac{\sum_J (g_J P_J S_J)_p}{\sum_J (g_J P_J S_J)_s}. \quad /1.3/$$

Для оценок будем считать $(S_J)_{p,s}$ случайными величинами со среднеквадратичными отклонениями от средних значений $\bar{S}_{p,s}$, равными $\Delta(S_J)_{p,s} = \alpha \bar{S}_{p,s}$. Тогда для отношения средних эффектов пропускания можно получить выражение

$$\frac{\overline{\epsilon_p}}{\overline{\epsilon_s}} = 3 \frac{\theta(1)}{\theta(0)} \frac{\overline{S_p}}{\overline{S_s}} \sqrt{\frac{\sum_J (g_J P_J)_p^2}{\sum_J (g_J P_J)_s^2}}. \quad /1.4/$$

В случае редкоземельных ядер /с $A \approx 150$ / и нейтронов с энергией $E = 100$ кэВ

$$\frac{\theta(1)}{\theta(0)} \approx 0,3 \quad \text{и} \quad \frac{\overline{S_p}}{\overline{S_s}} \approx 0,3$$

/см. работу ¹⁶/. Если принять, что спин ядра равен 3, то вычисления с использованием значений P_J из работы ²⁰ дают

$$\sqrt{\frac{\sum_J (g_J P_J)_p^2}{\sum_J (g_J P_J)_s^2}} \approx 0,7.$$

Для отношения средних эффектов пропускания отсюда получим

$$\frac{\overline{\epsilon_p}}{\overline{\epsilon_s}} \approx 0,2.$$

Таким образом, при энергии 100 кэВ в рассмотренном случае вклад в эффект пропускания от p-нейтронов составляет примерно 20%. С уменьшением энергии нейтронов этот вклад линейно уменьшается вследствие зависимости $\theta(1) \sim E$.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Оптическая модель с потенциалом, заданным выражением /14/, для нейтронов с энергиями, малыми в сравнении с глубиной ямы, дает следующее выражение сечения реакции ¹⁷:

$$\sigma_r = \pi \kappa^2 \frac{2xX (\text{sh} 2\xi - \xi/X \cdot \sin 2X)}{(X^2 + \xi^2) (\cos^2 X + \text{sh}^2 \xi)}, \quad /2.1/$$

где $X = k_0 R$; $x = kR$; $\xi = \kappa R$ и $k_0 = \frac{1}{\hbar} (2mV)^{1/2}$; $k = \frac{1}{\hbar} (2mE)^{1/2}$; $\kappa = \frac{1}{2\hbar} (2m)^{1/2} \frac{W}{(V)^{1/2}}$.

Из малости W в сравнении с V имеем $X \gg \xi$ и

$$\sigma_r \approx \pi \chi^2 \frac{2x(\operatorname{sh} 2\xi - \xi/X \cdot \sin 2X)}{X(\cos^2 X + \operatorname{sh}^2 \xi)} \quad /2.2/$$

Из соотношения /2.2/ видно, что в σ_r имеют место резонансы, связанные с размерами ядра. Максимумы этих резонансов достигаются при $\cos X=0$. Области редкоземельных ядер соответствует резонанс при $X=7/2 \cdot \pi$. Для σ_r в максимуме имеем

$$\sigma_r \approx 4\pi \chi^2 \frac{x}{X} \frac{1}{\operatorname{th} \xi} \quad /2.3/$$

Поскольку в случае редкоземельных ядер $\xi \approx 0,5$, выражение для σ_r можно приближенно переписать в виде

$$\sigma_r \approx 4\pi \chi^2 \frac{x}{X\xi} = 8\pi \lambda^2 \frac{\hbar \sqrt{E}}{\sqrt{2mRW}} \quad /2.4/$$

То же самое сечение может быть получено в результате усреднения по резонансам и связано с силовой функцией следующим соотношением:

$$\sigma_r = 2\pi^2 \chi^2 \sqrt{E} S_0 \quad /2.5/$$

Приравнивая эти сечения, для силовой функции получаем

$$S_0 \approx \frac{4\hbar}{\pi \sqrt{2mRW}}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Алфименков В.П. и др. ЯФ, 1977, 25, с.930.
2. Акопян Г.Г. и др. ЯФ, 1977, 26, с.942.
3. Акопян Г.Г. и др. ОИЯИ, РЗ-10835, Дубна, 1977.
4. Алфименков В.П. и др. ОИЯИ, РЗ-12040, Дубна, 1978.
5. Малэцки Х. и др. ЯФ, 1970, 11, с.111.
6. Postma H. et al. Phys.Rev., 1962, 126, p.979.
7. Пикельнер Л.Б. ЭЧАЯ, 1972, 2, вып.4, с.919.
8. Франк И.М. ЭЧАЯ, 1972, 2, вып.4, с.805.
9. Джеффрис К. Динамическая ориентация ядер. "Мир", М., 1965.
10. Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. ЖЭТФ, 1965, 44, с.2185.
11. Алфименков В.П. и др. ОИЯИ, 13-9396, Дубна, 1975.
12. Алфименков В.П., Овчинников О.Н. ОИЯИ, Р8-9168, Дубна, 1975.
13. Белов К.П. и др. Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики. "Наука", М., 1965.
14. Малэцки Х. и др. ОИЯИ, 13-6609, Дубна, 1972.
15. Вагов В.А. и др. ОИЯИ, Д13-7616, Дубна, 1974.
16. Seth K.K. Nuclear Data, section A, 1966, 2, No.3, p.299.
17. Немировский П.Э. Современные модели атомного ядра. Атомиздат, М., 1960.

18. Feshbach H. Nuclear Spectroscopy. Ed. by Ajzenberg-Selove. Pt.V., New York, 1960.
19. Fisher T.R. et al. Nucl.Phys., 1969, A130, p.609.
20. Алфименков В.П. и др. ЯФ, 1973, 17, с.293.
21. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИИЛ, М., 1954.
22. Coceva C., Giacobbe P. Nucl.Phys., 1977, A293, p.167.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июня 1981 года.