

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ43Г1+СЗ43и

А-406

РЗ - 10181

499/1-77

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

СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ^{165}No
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ
ОТ 4 ЭВ ДО 100 КЭВ

1976

РЗ - 10181

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

СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ^{165}Ho
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ
ОТ 4 ЭВ ДО 100 КЭВ

Направлено в ЯФ



Акопян Г.Г. и др.

P3 - 10181

Спиновая зависимость полного сечения ^{165}Ho в области энергии нейтронов от 4 эВ до 100 кэВ

С помощью измерения пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень на импульсном реакторе ИБР-30 определена спиновая зависимость полного сечения ^{165}Ho в области энергии от 4 эВ до 100 кэВ. Получены спины для 55 нейтронных резонансов с энергией до 310 эВ. В области усредненного сечения определена спиновая зависимость S-волновой нейтронной силовой функции: $(S_+^0 - S_-^0)/S^0 = -0,11 \pm 0,04$.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Akopian G.G. et al.

P3 - 10181

Spin Dependence of the ^{165}Ho Total Cross Section in the Neutron Energy Region from 4 eV to 100 keV

By measuring the polarized neutron transmission through the polarized nuclear target at the pulsed fast reactor IBR-30 one has determined the spin dependence of the ^{165}Ho total cross section in the energy region from 4 eV to 100 keV. The spins have been obtained for 55 neutron resonances with the energy up to 310 eV. In the averaged cross section region the spin dependence of the S-wave neutron strength function was found to be: $(S_+^0 - S_-^0)/S^0 = -0.11 \pm 0.04$.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

Введение

Исследования спиновой зависимости взаимодействия резонансных нейтронов с атомными ядрами в экспериментах, проводившихся до последнего времени, сводились к определению спинов резонансов и вычислению с их помощью силовых функций для двух спиновых состояний. Основной трудностью, не позволяющей извлечь достаточно точную информацию о силовых функциях из таких измерений, является сильная флюктуация нейтронных ширин резонансов. Для сравнения двух силовых функций с точностью порядка 10% необходимо знать спины и нейтронные ширины тысячи уровней, а это пока трудно решимая задача.

Существенное увеличение точности может быть достигнуто при использовании методов, дающих информацию о силовых функциях без непосредственного определения спинов и ширин индивидуальных резонансов. Эти методы позволяют использовать для измерений силовых функций содержащую большое количество неразрешенных резонансов энергетическую область т.н. усредненных сечений. Один из таких методов, основанный на исследовании пропускания поляризованных нейтронов через поляризованные ядерные мишени, рассмотрен в работе ^{1/}. Позже для этой же цели было предложено использовать спектрометрию низкоэнергетических γ -лучей радиационного захвата нейтронов ^{2/}.

Исследования спиновой зависимости взаимодействия нейтронов с ядрами в области усредненных сечений с ис-

пользованием поляризованных нейтронов и ядер были недавно начаты в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Первые результаты этих исследований, полученные для ^{159}Tb , опубликованы в работе ^{/3/}. Настоящая работа является продолжением работы ^{/3/} и отличается от нее только объектом исследования: исследовался образец ^{165}Ho . Поэтому мы лишь коротко остановимся на методике эксперимента, а затем приведем результаты измерений.

Эксперимент и обработка результатов измерений

Измерения проводились на пучке нейтронов импульсного реактора ИБР-30 с инжектором ЛУЭ-40^{/4/}. Разрешение нейтронного спектрометра по времени пролета составляло около 25 нс/м.

Измерялось изменение пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную гольмиевую мишень в зависимости от взаимной ориентации поляризаций пучка и мишени. Поляризация нейтронного пучка осуществлялась методом пропускания его через поляризованную протонную мишень и составляла $f_n = 0,50 \pm 0,03$ при площади пучка $\approx 25 \text{ см}^2$ и прозрачности поляризатора $\approx 0,2$. Быстрый реверс поляризации пучка осуществлялся поворотом протонной мишени. В качестве поляризованной мишени использовался металлический образец Ho площадью $5 \times 5 \text{ см}^2$ и толщиной 3,8 мм ($\approx 1,2 \times 10^{22} \text{ яд/см}^2$), охлажденный до температуры $T \approx 0,03 \text{ }^\circ\text{K}$ в магнитном поле $\approx 15 \text{ кЭ}$.

Поляризация ядер Ho составляла $f_N = 0,60 \pm 0,03$. Нейтроны регистрировались жидкостным сцинтилляционным γ -детектором с (n- γ)-конвертором (эффективность регистрации $\sim 30\%$)^{/5/}. Схема расположения оборудования на пучке представлена на рис.1. Регистрация временных спектров и управление реверсом поляризации пучка осуществлялись автоматической системой, созданной на основе малой ЭВМ ТРА-1001^{/6/}.

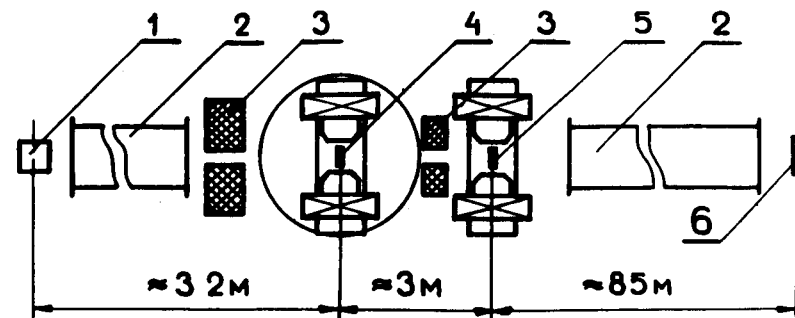


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 - реактор, 2 - нейтронно-воды, 3 - коллиматоры, 4 - поляризованная протонная мишень, 5 - поляризованная ядерная мишень, 6 - детектор.

Процедура измерений была следующей. В течение трехчасового цикла измерений велось поочередное накопление спектров N_p и N_a при параллельной и антипараллельной поляризациях пучка и мишени, соответственно. Измеренные спектры позволили определить эффект пропускания

$$\epsilon = \frac{N_p - N_a}{N_p + N_a} \quad (1)$$

Частое, через каждые 3 минуты, реверсирование поляризации нейтронного пучка уменьшало вклады в эффект пропускания нестабильностей нейтронного пучка, поляризаций и эффективности детектора. Циклы измерений многократно повторялись. Информация, полученная в каждом цикле, записывалась на магнитную ленту ЭВМ БЭСМ-4 для дальнейшей обработки. Средний по циклам измерений эффект пропускания мог, однако, содержать систематическую ошибку - аппаратурную асимметрию $\epsilon_{ан}$, обусловленную изменением геометрических условий в пучке при повороте протонной мишени. Для исключения этой ошибки

из результатов измерения проводились как при положительной, так и при отрицательной поляризации протонов в протонной мишени. Изменение знака протонной поляризации меняет на обратное направление поляризации нейтронного пучка при неизменных геометрических условиях. Сопоставление эффектов пропускания, полученных при разных знаках протонной поляризации, позволяет исключить из полученных результатов эффекты, связанные с аппаратурной асимметрией.

В предположении, что истинный эффект ϵ и аппаратурный $\epsilon_{\text{ап}}$ входят в наблюдаемый эффект в виде алгебраической суммы $\epsilon_{\pm} = \epsilon \pm \epsilon_{\text{ап}}$, истинный эффект пропускания определялся как среднее арифметическое эффектов, полученных при положительной и отрицательной протонных поляризациях:

$$\epsilon = \frac{\epsilon_{+} + \epsilon_{-}}{2}. \quad (2)$$

В обработку были включены результаты около 60 циклов измерений. Количество циклов измерений, выполненных при положительной и отрицательной протонных поляризациях, было примерно одинаковым. Результаты, полученные в отдельных циклах, проверялись на статистическую согласованность следующим образом. Для каждого цикла измерений по широкой области спектра $3,5 \pm 40$ кэВ, обеспечивающей достаточно высокую статистическую точность, вычислялись ϵ_{+} и ϵ_{-} , которые считались случайно распределенными вокруг своих средних значений. Результаты, сильно выпадавшие из этих распределений, отбраковывались, как обусловленные аппаратурными сбоями. Было отбраковано 4 цикла измерений. Полученные после отбраковки распределения эффектов пропускания представлены гистограммами на рис.2.

Для получения окончательных результатов оставшиеся после отбраковки циклы измерений обрабатывались по-разному в области разрешенных резонансов и в области усредненных сечений. В области разрешенных резонансов (до 300 эВ), полученные во всех сериях измерений спектры N_p и N_a суммировались, после чего рассчитывался

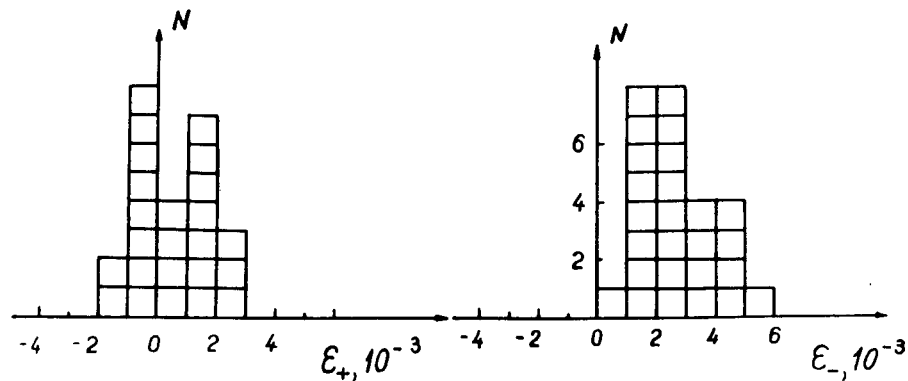


Рис. 2. Распределения эффектов пропускания ϵ_{+} и ϵ_{-} для положительной и отрицательной протонных поляризаций. N - число циклов измерений.

зависящий от энергии эффект пропускания, знак которого в резонансах позволял определить спины резонансов. Область усредненного сечения (от 2,1 до 100 кэВ) была разбита на 7 энергетических участков, обеспечивавших при определении по ним эффекта пропускания примерно одинаковую статистическую точность.

Из результатов, полученных для серий с положительной и отрицательной поляризациями протонной мишени, для каждого энергетического интервала были определены средние измеренные значения эффекта пропускания ϵ_{\pm} и их среднеквадратичные ошибки. Истинный эффект пропускания определялся по формуле (2).

Результаты измерений и их обсуждение

На рис.3 показан эффект пропускания в интервале энергии $118 \div 307$ эВ. Знак эффекта определяет спин резонанса.

На основании результатов измерений определены спины пятидесяти резонансов ^{165}Ho с энергией до 307 эВ и для

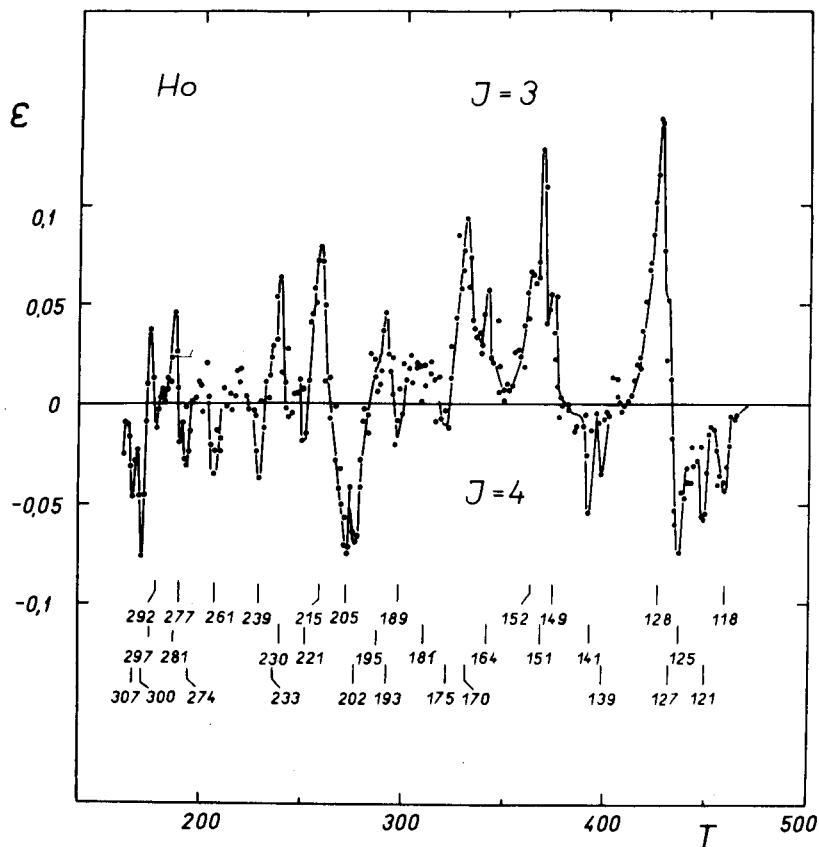


Рис. 3. Эффект пропуска ϵ в резонансной области энергий в зависимости от номера временного канала анализатора. Цифрами указаны энергии резонансов в эВ.

пяти резонансов получены предпочтительные значения спинов. Ранее спины резонансов гольмия с энергией до 150 эВ были измерены в эксперименте с поляризованными нейтронами и ядрами ^{7/} и до 300 эВ - методом заселенности низколежащих уровней ^{2/}. Полученные нами результаты подтвердили имеющиеся данные в диапазоне 4÷307 эВ.

Кроме того, были определены спины для ряда слабых и плохо разрешенных уровней.

Сильные резонансы с энергиями 81 и 255 эВ не дали заметного эффекта пропуска, что не позволило присвоить им определенное значение спина. Это можно объяснить наложением двух близких по силе резонансов с разными спинами, на это же указывают данные работы ^{2/}. Полученные в настоящей работе значения спинов нейтронных резонансов приведены в таблице 1. Для удобства сравнения данных разных работ значения энергий резонансов приняты в соответствии с атласом ^{8/}. С использованием этих данных, а также параметров резонансов ^{8/} были получены нарастающие суммы приведенных нейтронных ширин (рис. 4), показывающие отсутствие заметной спиновой зависимости нейтронных силовых функций гольмия в интервале энергий 0÷307 эВ.

Результаты, полученные для области усредненных сечений, приведены в табл. 2. Вторая строка таблицы содержит значения эффекта пропуска, соответствующие указанным в первой строке энергетическим интервалам. В нашем случае (с -нейтронов) эффект пропуска для мишени с толщиной μ связан с усредненными сечениями $\langle \sigma_{\pm} \rangle$ взаимодействия по двум возможным спиновым каналам $\gamma = I + 1/2$, где I - спин ядра, соотношением ^{1/}:

$$\epsilon = -nf_n f_N \frac{I}{2I + 1} [\langle \sigma_{+} \rangle - \langle \sigma_{-} \rangle].$$

В третьей строке табл. 2 даны полученные из эффектов пропуска значения спин-спинового сечения σ_{ss} , введенного в работе ^{9/}:

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

В работе ^{9/} было получено, что для энергий 0,4 и 1 МэВ $|\sigma_{ss}|$ не превосходит 30 мб. Наши результаты дают заметно большие σ_{ss} и указывают на то, что $\langle \sigma_{-} \rangle > \langle \sigma_{+} \rangle$. Различие может быть обусловлено тем, что измерения

Таблица 1
Спины резонансов ^{165}Ho

Энергия эВ	Спин	Энергия эВ	Спин	Энергия 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
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)		

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

Таблица 2

Результаты измерений в усредненной области энергий

E, кэВ	100 - 47	47 - 23	23 - 17	17 - 12	12 - 8,8	8,8 - 5,5	5,5 - 2,1
ϵ , (10^{-3})	$0,6 \pm 0,42$	$1,0 \pm 0,35$	$0,9 \pm 0,42$	$0,9 \pm 0,42$	$1,22 \pm 0,42$	$1,76 \pm 0,5$	$0,7 \pm 0,35$
δ_{ss} , мбарн	-170 ± 120	-290 ± 100	-250 ± 115	-250 ± 115	-340 ± 116	-489 ± 140	-195 ± 97
$S_{\pm}^2 S_{\pm}^2$, (10^{-4})	$-0,20 \pm 0,18$	$-0,28 \pm 0,12$	$-0,19 \pm 0,17$	$-0,17 \pm 0,18$	$-0,18 \pm 0,20$	$-0,22 \pm 0,21$	$-0,07 \pm 0,20$

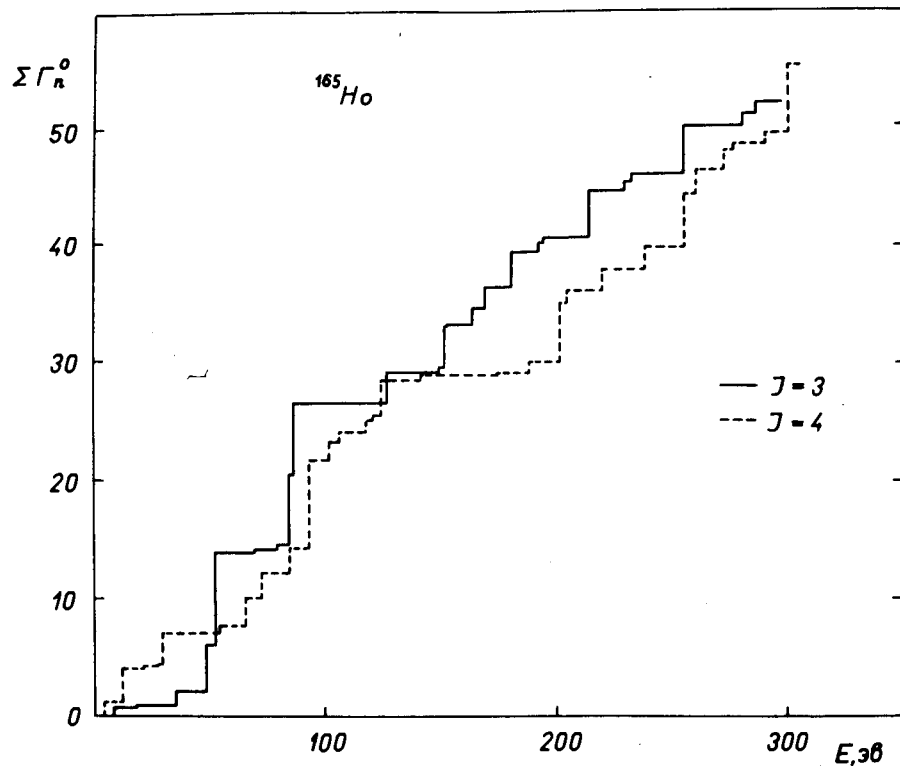


Рис. 4. Энергетические зависимости нарастающих сумм приведенных нейтронных ширин для резонансов гольмия со спинами $I=3$ и $I=4$.

в работе /9/ были выполнены при значительно больших энергиях, где взаимодействие уже не является s -волновым и, кроме того, подавлен вклад взаимодействия, идущего через компаунд-ядро.

В случае чисто s -волнового взаимодействия эффект пропускания для тонкой мишени в области усредненных сечений может быть выражен /1/ через силовые функции S_{\pm}° и радиусы R_{\pm} потенциального рассеяния в состояниях со спинами $Y=I \pm 1/2$:

$$\epsilon = -nf_n \frac{1}{N} \frac{1}{2I+1} [2\pi^2 \lambda^2 \sqrt{E} (S_+^{\circ} - S_-^{\circ}) + 4\pi (R_+^2 - R_-^2)].$$

Если предположить, что потенциальное рассеяние от спина не зависит, то из эффекта пропускания легко получить разности силовых функций $S_+^{\circ} - S_-^{\circ}$. Полученные в этом предположении $S_+^{\circ} - S_-^{\circ}$ приведены в 4-й строке табл.2. В качестве ошибок здесь даны суммарные ошибки, включающие как неточности в определении ϵ , так и статистические ошибки, обусловленные ограниченностью числа резонансов в соответствующем интервале энергий. Среднее по интервалу $2 \div 100$ кэВ значение разности силовых функций получено равным $(-0,20 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$. С использованием значения s -волновой нейтронной силовой функции ^{165}Ho , а именно $S^{\circ} = 1,8 \cdot 10^{-4} / 8$, можно получить относительное различие силовых функций в интервале энергий $2 \div 100$ кэВ:

$$\frac{S_+^{\circ} - S_-^{\circ}}{S^{\circ}} = -0,11 \pm 0,04.$$

В недавно опубликованной работе /10/ различие между S_+° и S_-° исследовано для ^{165}Ho в области энергий до 2 кэВ методом, предложенным в работе /2/. В пределах статистической ошибки ($\sim 15\%$), обусловленной флюктуациями нейтронных ширин, спиновой зависимости S_j° не обнаружено.

К настоящему времени спиновая зависимость взаимодействия нейтронов с ядрами в области усредненных сечений экспериментально исследована лишь для трех ядер: ^{165}Ho /9,11/, ^{159}Tb /3/ и ^{59}Co /12,13/. Представляет интерес дальнейшее расширение круга исследованных ядер.

Авторы благодарят сотрудников ЛНФ ОИЯИ Б.И.Аполлонова, Б.Н.Родионова, Т.С.Афанасьеву, М.С.Язвицкую и С.И.Неговелова за помощь при проведении измерений.

Литература

1. Л.Б.Пикельнер. ЭЧАЯ, т. 2, вып. 4, с. 917, 1972.
2. С.Сосева. В кн.: Международная школа по нейтронной физике, 2-я. Дубна, ОИЯИ, ДЗ-7991, 1974, с. 266.

3. В.П.Алфименков и др. ОИЯИ, РЗ-9852, Дубна, 1976.
4. В.В.Голиков и др. ОИЯИ, З-5736, Дубна, 1971.
5. Х.Малэцки и др. ОИЯИ, 13-8609, Дубна, 1972.
6. В.А.Вагов и др. ОИЯИ, Д13-7616, Дубна, 1974, с.358.
7. В.П.Алфименков и др. ОИЯИ, РЗ-3208, Дубна, 1967.
8. Neutron Cross Sections, BNL-325, 3-d ed., vol. 1, 1973.
9. T.R.Fisher, D.C.Healey, J.S.McCarthy. Nucl.Phys., A130, 609(1969).
10. C.Coceva and P.Giacobbe. Int. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei. Contributions, PB1/A6, 1976, Lowell, USA.
11. R.Wagner et al. Phys.Rev., B139, 29 (1965).
T.R.Fisher et al. Phys.Rev., 157, 1149 (1967).
S.Kobayashi et al. J.Phys.Soc.Japan., 22, 368 (1967).
12. T.K.Fisher et al. Nucl.Phys., A179, 241 (1972).
K.Nagamine et al. Nucl. Phys., A145, 203 (1970).
13. W.Heeringa and H.Postma. Phys.Lett., 61B, 351 (1975).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 октября 1976 года.