

A-406

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

З - 10384

АКОПЯН
Грачя Гайкович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ
С ЯДРАМИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ ДО 100 КЭВ

Специальность 01.04.16 -
физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1977

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель -
кандидат физико-математических наук В.П.АЛФИМЕНКОВ.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук М.Н.НИКОЛАЕВ,
кандидат физико-математических наук Л.А.МАЛОВ.

Ведущее предприятие:
Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, г.Москва.

Защита диссертации состоится "___" _____ 1977 года
в "___" часов на заседании специализированного Ученого совета
Д.047.0.1.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории
ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований
(г.Дубна, Московской области).

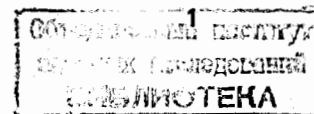
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" _____ 1977 года.

Ученый секретарь специализированного Совета
кандидат физико-математических наук

Ю.В.ТАРАН

Исследования спиновых особенностей взаимодействия нейтронов с ядрами являются существенной частью нейтронной спектроскопии. Поскольку спин является одной из основных характеристик ядра и нейтрона, необходимость таких исследований в обоснованиях не нуждается. Однако имеющаяся информация весьма ограничена как по объему, так и по качеству и во многом еще основана на материале, полученном косвенными методами. Изучение взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами является прямым методом исследования спиновой зависимости. Развитие метода получения поляризованных нейтронных пучков, основанного на фильтрации нейтронов через поляризованную протонную мишень, предоставило возможность продвижения исследований в весьма интересную с точки зрения нейтронной резонансной спектроскопии область энергий до 100 кэВ, оставшуюся до этого вне возможностей экспериментов с поляризованными нейтронами и ядрами. Однако ввиду больших методических трудностей, связанных с созданием установок для поляризации нейтронов и ядер, экспериментальные исследования в указанном диапазоне энергий до настоящего времени отсутствовали. В диссертационной работе представлены первые результаты экспериментальных исследований спиновой зависимости взаимодействия нейтронов с ядрами ($A \sim 165$) в диапазоне энергий до 100 кэВ, включающем область энергии медленных нейтронов ($E \ll 1$ эВ) и область энергии резонансных нейтронов ($E > 1$ эВ).
Экспериментальный материал получен с использованием двух методов измерений: метода пропускания поляризованных резонансных нейтронов через поляризованную ядерную мишень и метода дифракции медленных нейтронов на антиферромагнетиках при сверхнизких температурах. Рассмотрим содержание отдельных разделов диссертации.



Спиновая зависимость усредненного сечения; S-волновая
нейтронная силовая функция

Интерес к экспериментам с поляризованными нейтронами и ядрами в значительной степени связан с исследованием спиновой зависимости сечений взаимодействия нейтронов и ядер. В области резонансных нейтронов это касается прежде всего определения спинов нейтронных резонансов и выяснения спиновой зависимости S-волновой нейтронной силовой функции $S^{\circ} = \overline{\Gamma_n^{\circ}} / \overline{D}$. Силовая функция является важной характеристикой компаунд-ядра, и ее помощью определяется так называемое усредненное сечение (представляющее усреднение по энергетическому интервалу, включающему много резонансных уровней), массовый и энергетический ход которого описывается одночастичным оптическим потенциалом. В силу того, что этот потенциал в общем случае зависит от спинов нейтрона и ядра (что есть следствие спиновой зависимости нуклон-нуклонного взаимодействия), в силовой функции также должна проявиться спиновая зависимость. Однако теоретические расчеты указывают на малость спин-спинового оптического потенциала ($|U_{SS}| < 0,1$ МэВ для ядер области $A \sim 165$).

Другой возможной причиной существования спиновой зависимости силовой функции может быть наличие входных состояний в компаунд-ядре, которые должны проявиться в виде промежуточной структуры в области усредненного сечения. Согласно теоретическим предсказаниям, ввиду большой плотности входных состояний типа $(2P-1h)$ и высокой плотности уровней компаунд-ядра в области $A \sim 165$ промежуточная структура в сечении если и имеет место, то должна быть слабо выраженной. И действительно, такая структура в полном сечении не наблюдается. Однако при изме-

рении разности сечений для двух спиновых каналов может быть выявлено преобладание входных состояний, связанных с определенным спином. В этом смысле эксперименты с поляризованными нейтронами и поляризованными ядрами могут представлять чувствительный метод наблюдения входных состояний. Следует отметить, что имеются теоретические предсказания (Лейн) об усилении роли входных состояний в области $A \sim 165$, что было бы интересно проверить экспериментально.

О различии значений S-волновых силовых функций S_+° и S_-° для двух спиновых состояний $\chi = I \pm 1/2$ для некоторых ядер сообщалось в ряде работ на основе материала по параметрам нейтронных резонансов (спины, нейтронные ширины). Однако статистический анализ материала, проведенный в Дубне, показал, что эти экспериментальные данные не позволяют сделать достоверного заключения о различии S_+° и S_-° ввиду ограниченности числа уровней. Величина относительной ошибки силовой функции, связанная с ограниченностью числа резонансов N , приближенно равна: $\delta S = \sqrt{2,5/N}$. Отсюда видно, что для обнаружения разности $(S_+^{\circ} - S_-^{\circ}) / S^{\circ} = 0,1$ необходимо знание спинов и нейтронных ширин не менее чем для 1000 резонансов. Современный уровень экспериментальной техники пока далек от таких возможностей. Другой подход к определению спиновой зависимости силовых функций может быть реализован путем измерения спиновой зависимости усредненного сечения в экспериментах по пропусканию поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень, без определения параметров индивидуальных уровней. В области усреднения (производимого из-за недостаточно хорошего энергетического разрешения аппаратуры) может содержаться значительное

количество резонансных уровней ($N \sim 10^4$), что позволяет оценить достаточно хорошо различие силовых функций.

Определяемый в эксперименте эффект пропускания ε равен

$$\varepsilon = \frac{N_p - N_a}{N_p + N_a} = -n f_n f_N \frac{I}{2I+1} (\langle G_+ \rangle - \langle G_- \rangle) \quad (1)$$

и может быть представлен для S-нейтронов в виде

$$\varepsilon = -n f_n f_N \frac{I}{2I+1} [2\pi^2 \lambda^2 \sqrt{E} (S_+^o - S_-^o) + 4\pi(R_+^2 - R_-^2)]. \quad (2)$$

Здесь N_p и N_a - отсчеты детектора при параллельной и антипараллельной поляризациях нейтронов и ядер, f_n и f_N - поляризации нейтронов и ядер, n - толщина мишени в $\text{яд}/\text{см}^2$, $\langle G_+ \rangle$ и $\langle G_- \rangle$ - усредненные полные сечения для состояний со спином $J = I \pm 1/2$ соответственно, R_+ и R_- - соответствующие эффективные радиусы потенциального рассеяния. Как видно из (2), разность силовых функций $(S_+^o - S_-^o)$ может быть получено, если величина $(R_+^2 - R_-^2)$ измерена независимо или по энергетическому ходу эффекта пропускания.

Эксперимент

Измерения пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень проводились методом времени пролета на импульсном быстром реакторе ИБР-30, работавшем в бустерном режиме с инжектором ЛУЗ-40. Временное разрешение спектрометра на пролетной базе И16 м составляло 25 или 40 нс/м. Схема эксперимента показана на рис. 1. В качестве поляризованной протонной мишени использовался монокристалл двойного лантан-магниевого нитрата (ЛМН) рабочей площадью 25 см^2 и толщиной 13,2 мм, в котором протоны кристаллизационной воды поляризовались методом

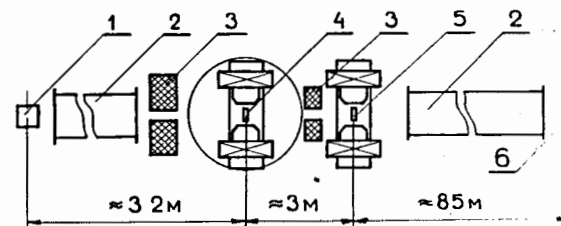


Рис. 1. Схема эксперимента. 1-реактор; 2-нейтронотводы; 3-коллиматоры; 4-поляризованная протонная мишень; 5-поляризованная ядерная мишень; 6-детектор нейтронов.

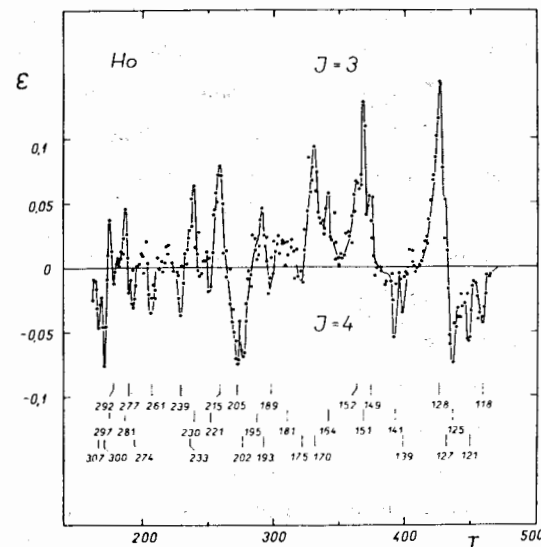


Рис. 2. Эффект пропускания в области разрешенных резонансов ^{165}Ho в зависимости от номера канала временного анализатора шириной 1 мкс. Цифры под резонансами указывают энергию в электрон-вольтах.

"солид"-эффекта. Направление поляризации нейтронов ($f_n \approx 50\%$) можно было изменять, меняя знак поляризации протонов (медленный реверс) или поворачивая на 180° магнит вместе с кристаллом ЛМН за время примерно 10 с (быстрый реверс). Для поляризации ядерной мишени был использован криостат с растворением ^3He в ^4He , ядра поляризовались при охлаждении мишени за счет сверхтонкого взаимодействия с внутримышечным магнитным полем. Использовались металлические образцы гольмия и тербия и интерметаллическое соединение TmFe_2 . При охлаждении образцов до температуры $0,03^\circ\text{K}$ развивалась близкая к 100%-ной внутримышечная поляризация, однако выстраивание доменов внешним магнитным полем 15 кЭ из-за магнитной жесткости образцов позволило получить в среднем $50 \pm 60\%$ ядерной поляризации. Нейтроны регистрировались 200-литровым жидкостным сцинтилляционным ($\pi\chi$) детектором с эффективностью $\sim 30\%$. Накопление спектров и управление быстрым реверсом поляризации нейтронов велось с помощью системы, созданной на основе малой ЭВМ ТРА-1001. Процедура измерений была следующей. В течение 12-18 часов, при фиксированной поляризации протонов, в памяти ТРА накапливались поочередно спектры N_p и N_n с быстрым реверсом через каждые три минуты. Затем протонная мишень переводилась в состояние с другим знаком поляризации и проводилась следующая серия измерений. Всего набиралось примерно 10 серий таких измерений для каждого образца. Накопленная в памяти ТРА информация периодически записывалась на магнитные ленты ЭВМ БЭСМ-4, на которой и проводилась обработка измерений с использованием осциллографа со световым карандашом.

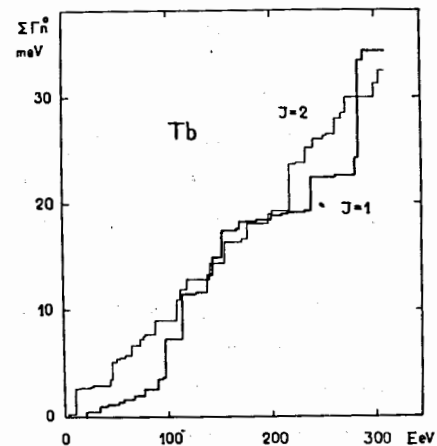


Рис.3. Энергетическая зависимость нарастающих сумм, приведенных нейтронных ширин для ^{159}Tb .

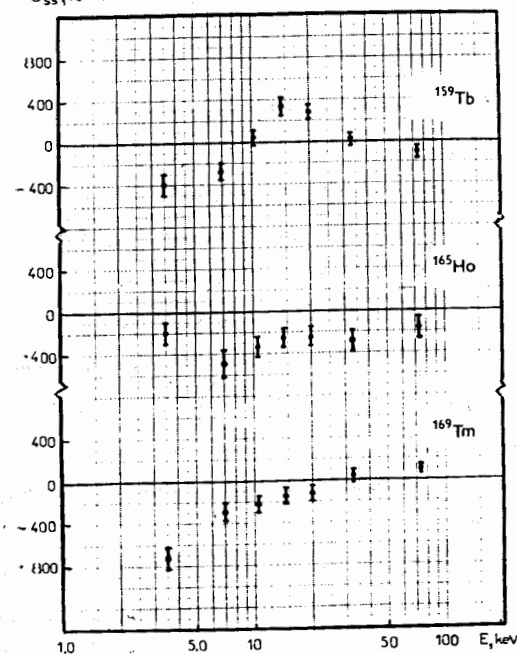


Рис.4. Результаты в области усредненного сечения. Энергетический ход спин-спинового сечения ядер ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{169}Tm .

Результаты и обсуждение

Обработка участка временного спектра в области разрешенных резонансов с энергией до 310 эВ позволила получить спины 66 резонансов ^{159}Tb , 55 резонансов ^{165}Ho и 36 резонансов ^{169}Tm , которые непосредственно определялись знаком эффекта пропускания, как это видно из рис. 2. Полученные значения спинов подтвердили в основном имеющиеся данные, большинство спинов определено в поляризованном эксперименте впервые.

Полученные значения спинов были использованы для оценки значений S_+ и S_- в области энергии 0-310 эВ. На рис. 3 представлены нарастающие суммы приведенных нейтронных ширин Γ_n^0 ядра ^{159}Tb . Имея в виду, что $S_{\pm}^0 = (\sum \Gamma_n^0)_{\pm} / \Delta E$, из графика можно получить оценку S по любому интервалу энергии. Эти результаты являются хорошей иллюстрацией к выводу, что нужно осторожно относиться к утверждению о различии силовых функций при небольшой статистике числа уровней. Так, например, на участке до 90 эВ силовые функции различаются примерно в 2,5 раза, расширение энергетического интервала показывает, что это следствие локальной флуктуации нейтронных ширин. В целом для всех трех ядер в интервале 0-310 эВ наблюдаемые различия силовых функций не превышают статистической ошибки, обусловленной флуктуациями нейтронных ширин и интервалов.

Как отмечалось, большей точности по числу резонансов можно достичь расширением энергетического диапазона за счет области усредненного сечения. На рис. 4 представлены данные по энергетическому ходу спин-спинового сечения $\sigma_{ss} = \frac{1}{2I+1} (\langle \sigma_+ \rangle - \langle \sigma_- \rangle)$ для ядер Tb , Ho , Tm в области энергии 2-100 кэВ.

Спин-спиновое сечение ^{159}Tb обнаруживает выраженную резонансную структуру шириной примерно 40+50 кэВ, которая не может быть описана оптической моделью, в рамках которой характерные ширины подобных осцилляций определяются энергиями порядка ~ 1 МэВ. Такова же ситуация в случае ядра ^{169}Tm , для которого наблюдается значительный масштаб изменения σ_{ss} (от -730 до 80 мб). В ряде измерений в экспериментах с поляризованными нейтронами и ядрами ^{165}Ho при энергиях выше 100 кэВ было установлено отсутствие спинового эффекта. В наших измерениях при энергиях ниже 100 кэВ проявлялся значительный спиновый эффект. Следует также отметить, что с точки зрения теоретических представлений спиновая зависимость усредненного сечения, не связанная с входными состояниями, должна быть примерно одинаковой для рассматриваемых ядер, поскольку они представляют собой конфигурацию типа протон-нечетный остов. При одинаковой спиновой зависимости оптического потенциала различие в спинах ядерных мишеней должно привести к различной величине спинового эффекта. Наибольший эффект следовало бы ожидать для ядра с маленьким спином (^{169}Tm , $I=1/2$) и наименьший эффект - для ядра с большим спином (^{165}Ho , $I=7/2$). Проявления входных состояний в этих ядрах должны быть индивидуальны, и с этим предположением наши данные согласуются: структуры спиновых эффектов различны. Таким образом, указанные выше обстоятельства позволяют сделать вывод, что ниже энергии 100 кэВ в эксперименте с поляризованными нейтронами и ядрами в полном сечении наблюдается промежуточная структура, связанная со спином, которую, по-видимому, можно объяснить наличием входных состояний в компаунд-ядре. Соответственно спиновые эффекты могут быть выражены в терминах спиновой зависимости S -волновой силовой функции согласно

Таблица 1

Результаты измерения спиновой зависимости усредненного полного сечения

Ядро	кэВ	100-117	117-134	134-151	151-168	168-185	185-202	202-219	219-236
^{159}Tb	$\sigma_{ss}, 10^{-3} \delta$	-100±60	-17 ± 90	280 ± 60	336 ± 70	36 ± 84	-280 ± 84	5,5-2,1	
	$(s_+ - s_-) / s^0$	-0,13±0,09	-0,01±0,08	0,161±0,09	0,16±0,1	-0,02±0,12	-0,09±0,12	-0,09±0,12	
^{165}Ho	$\sigma_{ss}, 10^{-3} \delta$	-170±120	-290±100	-250±115	-250±115	-340±116	-490±140	-196±96	
	$(s_+ - s_-) / s^0$	-0,14±0,10	-0,16±0,07	0,10±0,09	-0,09±0,1	-0,10±0,11	-0,12±0,12	-0,04±0,12	
^{169}Tm	$\sigma_{ss}, 10^{-3} \delta$	90±38	26±60	-128±82	-154±78	-218±82	-295±82	-730±97	
	$(s_+ - s_-) / s^0$	0,16 ± 0,07	0,03±0,09	-0,11±0,12	-0,12±0,13	-0,14±0,16	-0,16±0,14	-0,28±0,14	

10

формуле (2) в предположении $R_+ = R_-$. Данные по $(S_+^0 - S_-^0)$ представлены на рис. 5. В экспериментальные ошибки включены неопределенности, связанные с флуктуацией нейтронных ширин и интервалов между уровнями. Усреднение по наблюдаемой структуре $(S_+^0 - S_-^0)$ в интервале 2+100 кэВ позволило получить оценки спинового эффекта в S-волновой силовой функции ядер ^{159}Tb и ^{169}Tm ($(S_+^0 - S_-^0) / S^0 \leq 0,05$). Реальное различие силовых функций получено для ^{165}Ho ($(S_+^0 - S_-^0) / S^0 = -0,11 \pm 0,04$). В целом для всех трех ядер полученные результаты являются наиболее точными в сравнении с имеющимися данными по оценке спинового эффекта в S-волновой силовой функции^{х)}.

Спиновая зависимость амплитуд рассеяния медленных нейтронов

Медленные нейтроны, имеющие длину волны $\sim 10^{-8}$ см, т.е. порядка характерных атомных размеров, широко используются для исследования атомной структуры и динамики. Изучение спиновой зависимости взаимодействия медленных нейтронов с ядрами дает информацию о характере и свойствах ядерных сил в случае легких ядер. В случае сложных ядер - это информация о свойствах так называемых отрицательных уровней (с энергией возбуждения ниже энергии связи нейтрона). Знание спиновых амплитуд может быть полезно в других областях физики, например для изучения ядерного магнетизма, исследования сверхтонких взаимодействий, в структурных исследованиях. Для подавляющего большинства ядер,

х) Показанные на рис. 4 и рис. 5 данные представлены в табл. 1.

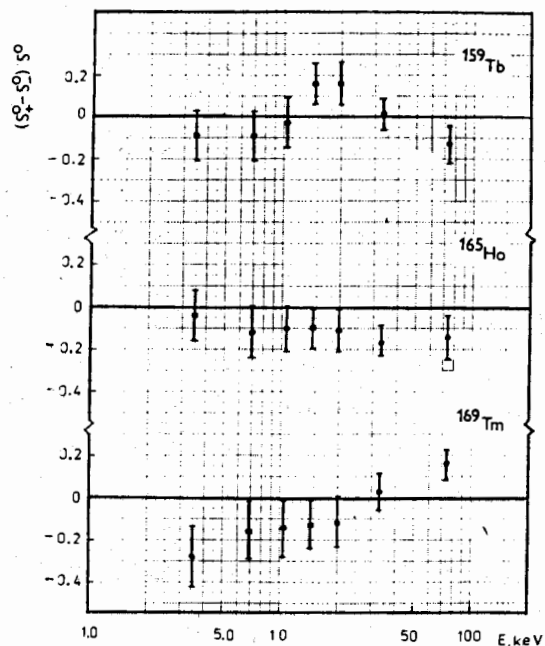


Рис.5. Результаты в области усредненного сечения. Относительная разность спиновых сил функций ядер ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{169}Tm .

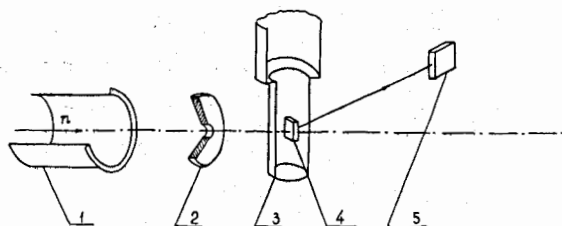


Рис.6. Схема эксперимента по дифракции при сверхнизких температурах. 1-нейтронвод, 2-коллиматор, 3-криостат с раствором ^3He в ^4He , 4-охлаждаемый образец, 5-детектор.

однако, данные о спиновых амплитудах рассеяния отсутствуют, поскольку для их определения недостаточно обычно проводимых измерений полного и когерентного сечений рассеяния. Прямым методом решения этой задачи является использование поляризованных нейтронов и поляризованных ядер. В настоящей работе применялся более простой метод, впервые предложенный Ф.Л.Шапиро, - метод дифракции неполяризованных нейтронов на антиферромагнитной мишени с ориентированными ядрами.

Рассеяние медленных нейтронов происходит по двум спиновым каналам ($J = I \pm 1/2$); соответственно амплитуду рассеяния можно представить в виде

$$\hat{a} = \frac{I+1}{2I+1} a_+ + \frac{I}{2I+1} a_- + \frac{2}{2I+1} (a_+ - a_-) (\hat{I} \hat{S}), \quad (3)$$

или

$$\hat{a} = A + 2B(\hat{I} \hat{S}),$$

где a_+ и a_- - спиновые амплитуды рассеяния. Амплитуда A определяет когерентное рассеяние в эксперименте с неполяризованными нейтронами и ядрами, а спин-спиновая амплитуда B - спин-некогерентное рассеяние:

$$\sigma_{coh} = 4\pi A^2, \quad \sigma_{inc} = 4\pi I(I+1) B^2. \quad (4)$$

Соответственно полное сечение рассеяния равно:

$$\sigma_{sc} = \sigma_{coh} + \sigma_{inc} = 4\pi \left(\frac{I+1}{2I+1} a_+^2 + \frac{I}{2I+1} a_-^2 \right). \quad (5)$$

Измерение полного и когерентного сечений рассеяния позволяет определить спин-некогерентное сечение σ_{inc} и тем самым получить два набора спиновых амплитуд $\{a_+, a_-\}$. Эта процедура, однако, корректна при достаточно большом значении σ_{inc} , выходящем за ошибку измерения. В свою очередь, выбор условий в дифракционном эксперименте существенно определяется величиной

Таблица 2

Результаты измерения спин-спиновых амплитуд (спин-некогерентного сечения) и другие используемые данные

Ядро	$\sigma_{inc} = \sigma_{sc} - \sigma_{coh}$, барн	σ_{inc} (дифр), 10^{-3} барн	$\Delta a = (a_+ - a_-)$ эксл, фм	$\Delta a = (a_+ - a_-)$ расст., фм	σ_{sp} (эксл), барн	σ_{sp} (расст), барн
^{141}Pr	$\leq 0,4$	16 ± 3	$-0,72 \pm 0,07$	$-1,7$	$11 \pm 0,3$	$1 \pm 0,1$
^{159}Tb	$\leq 0,6$	5 ± 4	$-0,35 \pm 0,14$	$-0,75$	25 ± 1	8 ± 1
^{165}Ho	$0,5 \pm 0,5$	400 ± 80	$-3,4 \pm 0,4$	$-1,3$	65 ± 2	23 ± 2
^{169}Tm	$\leq 0,5$	80 ± 30	$-1,8 \pm 0,3$	$-1,6$	103 ± 2	80 ± 10

ПРИМЕЧАНИЕ: Представленные значения сечений радиационного захвата соответствуют энергии 0,025 эВ.

σ_{inc} , оценку которой полезно иметь перед началом измерений. В связи с этим мы провели измерения сечения рассеяния σ_{sc} ядер ^{141}Pr , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{169}Tm , используя геометрию рассеяния на угол 145° к направлению пучка, в области энергии $0,5 \pm 10$ эВ. Выбор таких условий позволяет избавиться от вкладов парамагнитного рассеяния и возможной примеси абсорбированного в образцах водорода. Полученные результаты (σ_{sc}) показали, что имеющиеся в литературе данные завышены, а сравнение с известными значениями когерентного сечения рассеяния (σ_{coh}) позволило установить верхний предел величины σ_{inc} (таблица 2). Выявилась необходимость использования более чувствительного метода измерения σ_{inc} .

Метод измерения спин-спиновых амплитуд. Эксперимент

Используемый метод дифракции на антиферромагнитных образцах основан на возможности выделения в дифракционном спектре этого класса магнитных структур отражений, соответствующих магнитному упорядочению (чисто магнитное рассеяние). В эти же отражения вносят вклад ориентированные ядра, поскольку в процессе охлаждения до сверхнизких температур ядерные спины упорядочиваются так же, как и атомные спины, за счет сверхтонкого взаимодействия. Так как антиферромагнетик является магнитно-нейтральной системой, т.е. отсутствует выделенное направление, взаимодействие с антиферромагнетиком не зависит от знака нейтронной поляризации, что позволяет применять неполяризованные нейтронные пучки.

Интенсивность дифракционного магнитного отражения неполяризованных нейтронов в случае простейшего коллинеарного анти-

ферромагнетика определяется как

$$I \sim (a_m + BI f(N))^2, \quad (6)$$

где a_m - амплитуда магнитного рассеяния, $B = \frac{a_+ - a_-}{2I + 1}$ - спин-спиновая амплитуда, $f(N)$ - ядерная поляризация в подрешетках антиферромагнетика, описываемая функцией Бриллюэна. Выражение (6) свидетельствует об интерференции магнитного рассеяния и ядерного спин-зависимого рассеяния, возникающего в результате поляризации ядер. Таким образом, измерение интенсивности магнитных отражений при наличии и отсутствии ядерной поляризации позволяет определить спин-спиновую амплитуду B . При этом необходимо знать магнитную структуру образца, величину и знак сверхтонкого поля на ядре, температуру мишени.

В реальных экспериментальных условиях измерения проводились при двух температурах: T_1 - минимальной температуре, соответствующей максимальной ядерной поляризации, и T_2 - максимальной температуре, при которой ядерная поляризация в значительной степени разрушалась. Магнитное рассеяние в этом диапазоне температур оставалось постоянным. Применялись металлические и интерметаллические образцы исследуемых ядер ($PrAg$, $TbAg$, Ho , Tm), что позволило работать в условиях насыщения кривой Бриллюэна и избежать влияния температурных неопределенностей на результаты.

Эксперименты по дифракционному рассеянию проводились методом времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 с использованием поликристаллических образцов. Схема эксперимента показана на рис. 6. Образцы охлаждались в контейнере криостата с раствором 3He в 4He , установленного на пролетной базе 35 м; детек-

тор, скомпонованный из гелиевых счетчиков высокого давления, располагался под заданным углом рассеяния 2θ на расстоянии 2 м от образца. Выбор угла рассеяния определялся из условия оптимального соотношения интенсивностей и разрешения рефлексов. Метод измерения спин-спиновой амплитуды предварительно проверялся в контрольном эксперименте с ^{59}Co (рис. 7), спиновые амплитуды которого были известны.

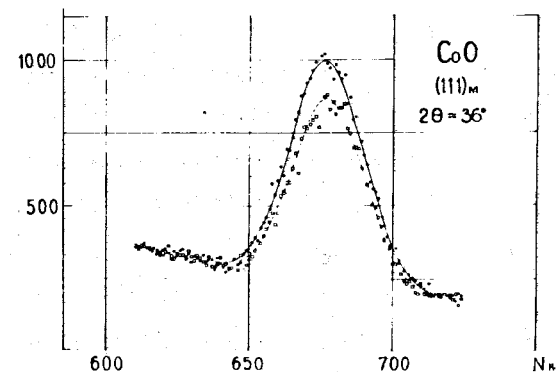


Рис. 7. Участок экспериментальной нейтронограммы CoO в области отражения $(111)_m$. N_k - номер канала анализатора шириной 40 мкс, N - число отсчетов детектора. Точки - измерение при температуре $T=0,5^{\circ}K$, квадраты - измерение при температуре $T=0,05^{\circ}K$.

Результаты и обсуждение

Измерение спин-спиновых амплитуд рассеяния медленных нейтронов ядрами Pr , Tb , Ho , Tm показало высокую чувствительность дифракционного метода. Полученные результаты представлены в таблице 2 в виде разности спиновых амплитуд $\Delta a = (a_+ - a_-) \approx k_{sp}$ и спин-некогерентного сечения σ_{inc} , тем же даны для сравнения оценки величины σ_{inc} , полученные путем измерения полного и когерентного сечений. Используя выражение $a_{\pm} = R \sum \frac{\Gamma_{\alpha \pm}}{E_3^{\pm}}$, связывающее амплитуды рассеяния с параметрами положительных резонан-

сов с известным спином, можно рассчитать значения $\Delta a_{расч}$. Различие значений $\Delta a_{расч}$ и $\Delta a_{эксп}$ позволяет определить спиновый вклад ближайших к тепловой точке отрицательных уровней, о существовании которых известно в первую очередь из различия расчетных и экспериментальных значений сечения радиационного захвата ($\sigma_{нх}$, таблица 2). В случае ядер ^{141}Pr , ^{159}Tb и ^{165}Ho радиационный захват обусловлен в основном отрицательными уровнями. При этом для ^{141}Pr и ^{159}Tb имеет место преобладание вклада отрицательных уровней со спином $J = I+1/2$, отрицательный знак разности $\Delta a_{эксп} - \Delta a_{расч}$ в случае ^{165}Ho свидетельствует о преимущественном вкладе отрицательных уровней со спином $J = I-1/2$. Сечение радиационного захвата медленных нейтронов ядром ^{169}Tm обусловлено в основном вкладом положительных уровней, и это подтверждается отсутствием заметного спинового вклада отрицательных уровней.

Малое значение спин-некогерентного сечения рассеяния ядром ^{159}Tb практически исключает возможность исследований эффектов ядерного упорядочения в соединениях тербия с помощью медленных нейтронов. Для ядер ^{141}Pr и ^{169}Tm в отсутствие интерференционного механизма усиления спин-зависимого ядерного рассеяния такая возможность остается лишь при условии использования монокристаллических образцов.

Основные итоги

1. Применительно к условиям работы нейтронного спектрометра по методу времени пролета с импульсным быстрым реактором ИБР-30 в качестве источника нейтронов отработана и осуществлена методика измерения пропускания поляризованных нейтронов через поля-

ризованную ядерную мишень с использованием базовых установок - поляризованной протонной мишени и рефрижератора с растворением 3He в 4He .

2. Методом пропускания поляризованных резонансных нейтронов через поляризованные ядерные мишени ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{169}Tm определены спины нейтронных резонансов в области энергии до 310 эВ.

3. Наиболее существенный результат получен в исследованиях спиновой зависимости усредненного полного сечения в области энергии 2+100 кэВ. Наблюдаемые спиновые эффекты позволяют сделать вывод, что имеет место проявление промежуточной структуры, которую, по-видимому, можно объяснить наличием входных состояний в компаунд-ядре.

4. В области энергии медленных нейтронов методом дифракции на антиферромагнитных образцах с ориентированными ядрами измерены спин-спиновые амплитуды рассеяния для ядер ^{141}Pr , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{169}Tm .

Таким образом, с использованием двух экспериментальных методов исследована спиновая зависимость взаимодействия нейтронов с ядрами в области энергии до 100 кэВ.

Основной материал диссертации опубликован в следующих работах:

1. Г.Г.Акопян, В.П.Алфименков, Э.И.Шарапов. ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 869.
2. Г.Г.Акопян, В.П.Алфименков, Л.Лесонь, О.Н.Овчинников, Э.И.Шарапов. ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 777.
3. В.П.Алфименков, Г.Г.Акопян, В.А.Вагов, А.И.Иваненко, Л.Лесонь, Ю.Д.Марева, Н.И.Морева, О.Н.Овчинников, Л.Б.Пикельнер, Ш.Салви, Э.И.Шарапов. ОИЯИ РЗ-9852, Дубна, 1976.

4. Г.Г.Акопян, В.П.Алфименков, Я.Везбицки, А.И.Иваненко, Ю.Д.Мареев, Н.И.Морева, О.Н.Овчинников, Л.Б.Пикельнер, Э.И.Шерапов. ОИЯИ РЗ-10181, Дубна, 1976.
5. G.G.Akopian, V.P.Alfimenkov, O.N.Ovchinnikov, E.I.Sharapov. Proceed. of the Int. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei (June 1976, Lowell USA), v. 2, p. 1243.
6. V.P.Alfimenkov, G.G.Akopian, A.I.Ivanenko, L.Lason, Yu.L.Mareev, O.N.Ovchinnikov, L.B.Pikelner, E.I.Sharapov. Proceed. of the Int. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei (June 1976, Lowell USA), v. 2, p. 1361.
7. V.P.Alfimenkov, G.G.Akopian, J.Wierzbicki, A.I.Ivanenko, Yu.L.Mareev, O.N.Ovchinnikov, L.B.Pikelner, E.I.Sharapov. Proc. Int. Conf. on Selected Topics in Nuclear Structure (15-19 June 1976, Dubna), v. 1, p. 110.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 января 1977 года.