

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ И ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЯДРАМИ

В.П.Алфименков, Л.Б.Пикельнер

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор посвящен описанию экспериментов с поляризованными нейтронами и ядрами, инициатором и автором идей которых был Ф.Л.Шапиро. В обзоре дается сводка определений и соотношений, описывающих поляризацию и выстроенность системы микрочастиц. Описываются исследования спиновой зависимости нейтронных силовых функций и измерения магнитных моментов компаунд-состояний ряда редкоземельных ядер.

The review is devoted to description of the experiments with polarized neutrons and nuclei in which F.L.Shapiro was author of the ideas and initiator of the experiments. In the review a few definitions and relations about polarization and alignment of the systems of microparticles are given. Investigations of the spin dependence of neutron strength functions and measurements of magnetic moments of compound states in rare-earth nuclei are described.

Исследования с поляризованными нейтронами и ядрами были одним из тех направлений в физике, которыми интересовался и в которых плодотворно работал Федор Львович Шапиро. Ему принадлежат идеи целого ряда экспериментов, многие из них были впоследствии реализованы и стали заметной ступенью в развитии нейтронной физики.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ И ВЫСТРОЕННОСТЬ СИСТЕМЫ МИКРОЧАСТИЦ

Система микрочастиц с ненулевым спином называется ориентированной, если угловое распределение спинов отлично от изотропного. Для частиц со спином I возможны $2I + 1$ значений m -проекции спина на выделенное направление, лежащих в интервале от I до $-I$. Вероятность этих проекций $W(m)$, которая называется также заселенностью уровней, опреде-

ляет пространственную ориентацию спинов. Если принять нормировку $\sum_m W(m) = 1$, то возможны $2I$ независимых величин $W(m)$, на основании которых можно построить соответствующее количество их независимых функций. Наиболее употребимым является набор параметров f_i [1], для которого $f_i = 0$ при изотропном распределении спинов и $f_i = 1$ для системы спинов, полностью упорядоченной в одном направлении.

В большинстве случаев ограничиваются двумя первыми соотношениями, которые называются поляризацией и выстроенностью системы:

$$f_1 = \frac{\langle m \rangle}{I}, \quad (1)$$

$$f_2 = \frac{3}{I(2I-1)} \left[\langle m^2 \rangle - \frac{I(I+1)}{3} \right]. \quad (2)$$

При отличной от нуля поляризации существует направление вдоль выбранной оси z , в котором преимущественно направлены спины. Выстроенность указывает только на ось, вдоль которой преимущественно направлены спины. Понятие поляризации применимо для любых частиц с ненулевым спином, а выстроенность — для частиц с $I \geq 1$.

В этом обзоре мы остановимся в основном на взаимодействии нейтронов с ядрами, а поэтому коротко рассмотрим методы поляризации нейтронов и методы поляризации ядер, являющихся мишенями в таких экспериментах.

Раньше других были разработаны эффективные методы поляризации тепловых нейтронов, основанные на использовании магнитного рассеяния нейтронов на ферромагнитных веществах. Детальное рассмотрение этих методов дано, например, в монографии [2], а здесь заметим только, что они применяются в основном на пучках тепловых нейтронов стационарных реакторов. С увеличением энергии нейтронов интенсивность и поляризация пучка очень быстро падают, и при энергии выше нескольких электронвольт эти методы не применяются.

Значительно расширяет энергетический интервал поляризованных нейтронов метод пропускания нейтронов через поляризованную ядерную мишень. Рассмотрим основные положения этого метода. Удобно представить неполяризованный пучок нейтронов в виде двух полностью поляризованных пучков интенсивностью C_p^0 и C_a^0 с противоположно направленной поляризацией вдоль выбранной оси, за которую примем направление поляризации ядерной мишени. Очевидно, что $C_p^0 = C_a^0$. Обозначим σ_p и σ_a — сечения взаимодействия нейтронов с ядрами при параллельном и антипараллельном

направлениях поляризации нейтронов и ядер. Если σ_p и σ_a не равны, то после пропускания пучка нейтронов через такую поляризованную мишень количество нейтронов $C_p \neq C_a$, т.е. пучок становится поляризованным. Запишем выражение для поляризации ядер в виде

$$f_N = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-). \quad (3)$$

Здесь n_+ и n_- — число ядер на 1 см^2 мишени с направлением спинов по и против выбранного направления. Эта запись является строгой только для $I = 1/2$, однако позволяет наглядно проследить интересующий нас процесс и приводит к правильному конечному результату для любых I . Пропускание пучков нейтронов C_p^0 и C_a^0 через поляризованную мишень можно представить в виде

$$T_p = \frac{C_p}{C_p^0} = \exp[-(n_+\sigma_p + n_-\sigma_a)],$$

$$T_a = \frac{C_a}{C_a^0} = \exp[-(n_-\sigma_p + n_+\sigma_a)]. \quad (4)$$

Обозначая $n_+ + n_- = n$ и имея в виду (3), легко получить

$$T_p = \exp\left[-n\left(\sigma_0 + f_N \frac{\sigma_p - \sigma_a}{2}\right)\right],$$

$$T_a = \exp\left[-n\left(\sigma_0 - f_N \frac{\sigma_p - \sigma_a}{2}\right)\right]. \quad (5)$$

где $\sigma_0 = (\sigma_p + \sigma_a)/2$ — сечение взаимодействия неполяризованных нейтронов с неполяризованными ядрами. Отсюда легко перейти к выражению для поляризации нейтронов, прошедших через поляризованную мишень. Имея в виду, что

$$f_n = (C_p - C_a)/(C_p + C_a), \quad (6)$$

получим

$$f_n = (T_p - T_a)/(T_p + T_a) = -\text{th}\left(f_N n \frac{\sigma_p - \sigma_a}{2}\right). \quad (7)$$

Чаще вместо $(\sigma_p - \sigma_a)/2$ используют другую запись:

$$\frac{\sigma_p - \sigma_a}{2} = \sigma_{\text{pol}} = \frac{I}{2I + 1} (\sigma_+ - \sigma_-). \quad (8)$$

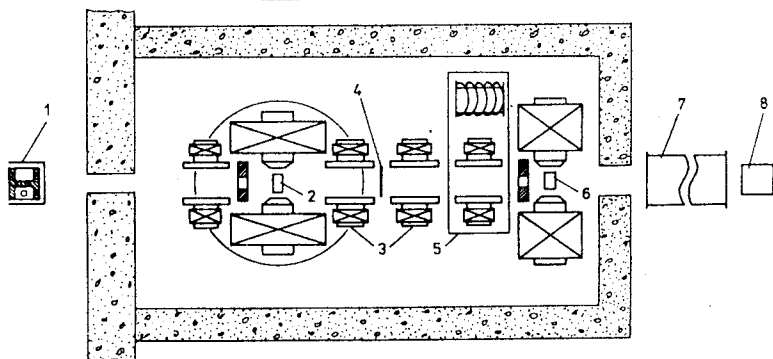


Рис.1. Схема установки ПОЛЯНА: 1 — бустер ИБР-30, 2 — поляризованная протонная мишень, 3 — магниты ведущего поля, 4 — токовая фольга, 5 — сменные магниты ведущего поля, 6 — поляризованная ядерная мишень, 7 — вакуумный нейтронпровод, 8 — нейтронный детектор

Здесь σ_+ и σ_- — сечения взаимодействия нейтронов с ядрами по каналам со спинами $J = I \pm 1/2$.

Из полученных соотношений видно, что хорошим поляризатором нейтронов будет мишень с сильно различающимися σ_+ и σ_- , для которой достижима высокая поляризация f_N . В качестве такой мишени в 1961 г. Ф.Л.Шапиро предложил использовать протонную мишень, поляризованную динамическим методом, о создании которой для исследований в области физики высоких энергий сообщалось в работе [3]. Очень важным преимуществом поляризованной протонной мишени являлось большое поляризованное сечение $\sigma_{\text{pol}} = 16,7$ б, причем практически постоянное в области энергии нейтронов от долей эВ до десятков кэВ. В течение нескольких лет поляризованная протонная мишень была создана и с ней начались эксперименты в Дубне на пучке импульсного реактора ИБР. Детальное описание этого поляризатора нейтронов дано в работах Ф.Л.Шапиро и его сотрудников [4—6]. В последующие годы поляризованная протонная мишень совершенствовалась, и в настоящее время она используется в Дубне для исследований с поляризованными нейтронами и ядрами в составе установки ПОЛЯНА [7]. Здесь мы приведем только ее основные параметры, а на рис.1 — схему установки.

В качестве мишени, содержащей поляризованные протоны, используется монокристалл лантан-магниевого нитрата $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$. Водоро-

род кристаллизационной воды поляризуется методом «солид-эффекта». Для этого монокристалл площадью 25 см^2 и толщиной $1,7 \text{ см}$ помещен в криостат с температурой около 1 К . Магнитное поле электромагнита 2 Тл при однородности и стабильности во времени лучше 10^{-4} и СВЧ-генератор с длиной волны 4 мм обеспечивали необходимые переходы между уровнями в спиновой системе монокристалла. Поляризация протонов получалась равной $0,60$. При указанной выше толщине мишени, которая является оптимальной, поляризация нейтронов примерно равна поляризации протонов, и при длительных измерениях, по 10 суток и более, составляет в среднем $0,55-0,60$.

Поляризованная протонная мишень размещена на расстоянии 9 м от источника нейтронов — активной зоны ИБР-30. Полное число поляризованных нейтронов в пучке, прошедшем мишень, составляет $3 \cdot 10^5 \text{ Е}^{-0,9} \text{ н/с} \cdot \text{эВ}$.

Рассмотрим теперь некоторые методы поляризации ядерных мишеней, которые находят применение в нейтронных исследованиях. Как видно из определения поляризации (1), ее абсолютная величина будет максимальна при полном заселении одного из уровней $m = I$ или $m = -I$. Такое заселение нарушается тепловым движением атомов, откуда следует необходимость низкой температуры и возможно большее расщепление уровней, т.е. наложение большого магнитного поля. Такой метод поляризации, простейший в принципе и применимый ко всем ядрам с ненулевым магнитным моментом, называют методом грубой силы. К сожалению, этот внешне простой метод позволяет получить высокую поляризацию только в случае применения очень больших магнитных полей и сверхнизких температур, что является уже совсем не простым делом. Параметром, определяющим поляризацию ядер, является величина $\chi = \mu_0 H / kT$, а величина поляризации дается известной функцией Бриллюэна:

$$f_N = \frac{2I+1}{2I} \operatorname{cth} \left(\frac{2I+1}{2I} \chi \right) - \frac{1}{2I} \operatorname{cth} \left(\frac{1}{2I} \chi \right). \quad (9)$$

При малом параметре χ это выражение можно записать в виде

$$f_N = \frac{I+1}{3I} \chi. \quad (10)$$

Для иллюстрации метода приведем такой пример: ядра с $I = 3/2$, магнитным моментом, равным 1 ядерному магнетону при температуре мишени 30 мК в магнитном поле 5 Тл , имеют поляризацию $f_N = 3,4\%$.

Существенно большую поляризацию при менее жестких условиях эксперимента удастся получить для ядер переходных элементов, таких как редкоземельные элементы, актиноиды, ядра группы железа. Эти элементы за

счет нескомпенсированных электронов внутренних оболочек имеют большие магнитные поля на ядрах, достигающие десятков и даже сотен тесла. Ориентировать атомные оболочки относительно просто, т.к. магнитные моменты электронов примерно на три порядка превышают магнитные моменты ядер. В ряде случаев при достаточно низких температурах происходит ферромагнитное упорядочение атомов. При этом часто требуются большие внешние поля для получения высокой ориентации оболочек из-за магнитной жесткости образцов. В качестве примера поляризации мишени такого типа можно привести экспериментальные данные по поляризации гольмия в виде металлических фольг [8]. Сверхтонкое магнитное поле на ядрах составляет около 730 Тл, магнитный момент ядра равен 4 ядерным магнетонам. При температуре 30 мК параметр $\chi = 36$, что, в соответствии с формулой (9), дает практически стопроцентную поляризацию. Однако даже при внешнем поле 1,5 Тл поляризация оказалась равной 60%. Аналогичная картина получалась и для других редкоземельных элементов, причем замечена зависимость величины поляризации от взаимной ориентации направления проката металлических фольг и направления магнитного поля.

В ряде случаев упорядочение атомов в мишени при охлаждении приводит к антиферромагнитному состоянию. В этом случае можно получить только выстроенность, но не поляризацию. Положение можно исправить, если использовать не чистые металлы, а их химические соединения, ферромагнитные при низких температурах. Такими образцами были PrAl_2 и TmFe_2 [8], делящиеся ядра в соединениях US и NpAl_2 [9,10].

Еще один метод получения больших мишеней с высокой поляризацией — это уже упомянутый выше метод динамической поляризации, который был применен для создания эффективного поляризатора нейтронов. Подробнее изложение этого метода можно найти, например, в обзоре Абрагама и Голдмана [11]. Пока в нейтронных исследованиях нашли широкое применение поляризованные протонные мишени, созданные уже в ряде научных центров: Лос-Аламосе (США) [12], КЕК (Япония) [13], ИАЭ (Москва) [14], и используемые для поляризации нейтронов. Для создания исследуемых поляризованных мишеней этот метод практически не применялся, что в значительной степени связано с его сложностью. Исключение составляет поляризованная дейтериевая мишень, созданная в Дубне группой Ф.Л.Шапира [15] для исследования спиновой зависимости (n,d)-рассеяния.

В последнее время сообщалось о разработке в Японии лантановой мишени, поляризованной динамическим методом и предназначенной для исследования инвариантности при обращении времени [16].

СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ЯДЕР

Вероятность образования компаунд-состояний ядер при захвате нейтронов имеет резонансный характер, а сами эти состояния характеризуются определенным спином. Для s -волновых резонансов, которые являются преобладающими в области энергий до десятков кэВ, спины компаунд-состояний равны $I + 1/2$ или $I - 1/2$. Вопрос о спиновой зависимости свойств нейтронных резонансов и, в частности, зависимости от спина нейтронных силовых функций и усредненных по многим резонансам сечений, возник много лет назад. Силовая функция S_0 является одним из основных параметров теории, описывающей взаимодействие нейтронов с ядрами, и определяет усредненное по резонансам сечение образования компаунд-состояний

$$\sigma_c = 2\pi^2 \kappa^2 E^{1/2} S_0. \quad (11)$$

Именно поэтому вопрос о спиновой зависимости нейтронной силовой функции привлекал к себе внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Фешбах [17] предложил для описания такой зависимости ввести в оптический потенциал спин-спиновый член, однако величина его должна была получаться из эксперимента. Нейтронная силовая функция для s -нейтронов имеет вид $S_0 = \bar{\Gamma}_n^0 / D$, где $\bar{\Gamma}_n^0$ — среднее значение приведенных нейтронных ширин $\Gamma_n^0 = \Gamma_n E^{-1/2}$ и D — среднее расстояние между уровнями. Приведенные нейтронные ширины резонансов имеют большой разброс, описываемый χ^2 -распределением с одной степенью свободы — распределением Портера — Томаса. Большие флуктуации имеют место и для расстояний между уровнями. Все это приводит к тому, что ошибка S_0 , связанная с этими распределениями, велика, и при усреднении по большому числу уровней N (несколько десятков и более) имеет приближенный вид

$$\Delta S_0 / S_0 = (2/N)^{1/2}. \quad (12)$$

Отсюда видно, что для сопоставления силовых функций двух спиновых состояний с точностью 10% необходимо идентифицировать спины примерно тысячи резонансов. Это практически неразрешимая экспериментальная задача. Прямой метод определения спина резонанса — это измерение эффекта пропускания ϵ поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень. Проводя расчет, сходный с проведенным выше для вывода выражения (7), нетрудно получить

$$\epsilon = \frac{T_p - T_a}{T_p + T_a} = -f_n \operatorname{th}(f_N n \sigma_{\text{pol}}). \quad (13)$$

Экспериментально эффект пропускания получают, измеряя спектры по времени пролета при поляризации нейтронов параллельной и антипараллельной поляризации ядер. Пропускание нейтронов через образец $T = N/N_0$, где N и N_0 — отсчеты детектора, когда образец находится в пучке и вне пучка. При этом предполагается, что фон вычтен. Для измерений обычно малых эффектов пропускания спектры N_p и N_a набирают при частом чередовании направления поляризации нейтронов с помощью флишера. При этом интенсивности N_{p0} и N_{a0} равны, а следовательно,

$$\varepsilon = (N_p - N_a)/(N_p + N_a). \quad (14)$$

Для нейтронных резонансов с чистыми спиновыми состояниями $J = I + 1/2$ или $J = I - 1/2$ поляризационные сечения имеют разные знаки, поэтому уже знак ε указывает на значение спина исследуемого ядра. Первые эксперименты по измерению эффектов пропускания в резонансах были выполнены на стационарном реакторе при поляризации нейтронов методом отражения от намагниченного зеркала [18,19]. При этом удавалось определить спины 3—5 резонансов. Значительно эффективнее оказались косвенные методы определения спинов. Они основывались на структуре гамма-переходов при захвате нейтронов, которая чувствительна к спину начального состояния. В одном из таких методов [20,21] использовалась корреляция между спином уровня и множественностью испускаемых гамма-квантов. Этим методом удавалось определить спины нескольких десятков резонансов для одного ядра. Другой метод использовал корреляцию спина компаунд-состояния с заселенностью низколежащих уровней [22] и обеспечивал примерно такую же возможность определения спинов.

Метод пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень стал значительно информативнее после ввода в действие в Дубне поляризованной протонной мишени как поляризатора нейтронов [6]. Группой Ф.Л.Шапиро были определены спины 18 резонансов ^{165}Ho [23]. На рис.2 показана часть временного спектра и эффект пропускания при измерении с ^{165}Ho в области разрешенных резонансов. В дальнейшем в Дубне был развит метод измерения спиновой зависимости усредненных сечений [24], который позволил продвинуться в область более высоких энергий нейтронов и уточнить спиновую зависимость нейтронной силовой функции для ряда редкоземельных ядер [8].

Усредненное сечение образования компаунд-состояний при захвате нейтронов (11) можно записать для двух спиновых состояний в виде

$$\begin{aligned} \langle \sigma_c^+ \rangle &= 2\pi^2 \lambda^2 S_0^+ \sqrt{E}, & J = I + 1/2, \\ \langle \sigma_c^- \rangle &= 2\pi^2 \lambda^2 S_0^- \sqrt{E}, & J = I - 1/2, \end{aligned} \quad (15)$$

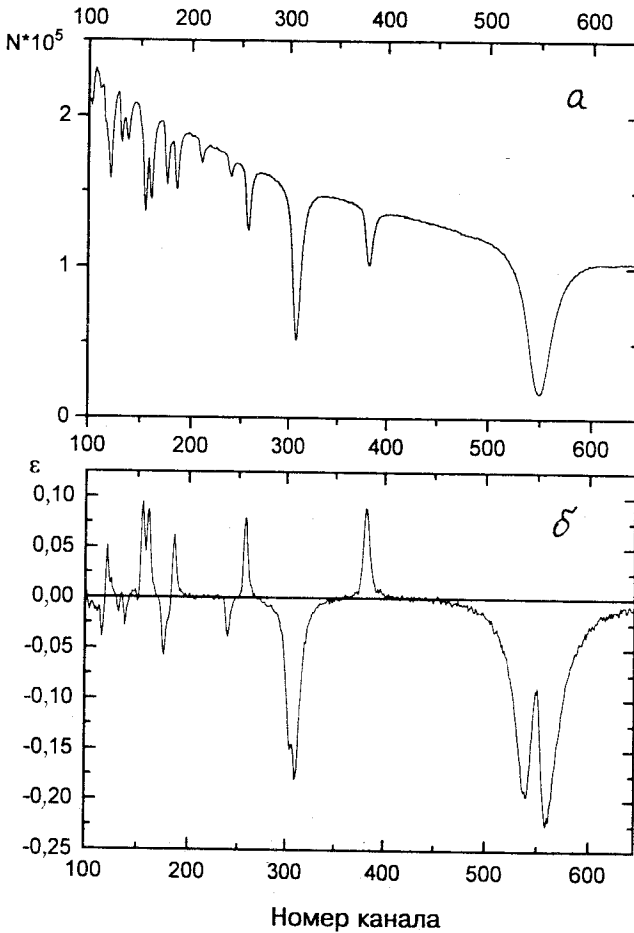


Рис.2. Участок спектра по времени пролета при пропускании поляризованных нейтронов через поляризованную мишень ^{165}Ho (а) и эффект пропускания ϵ (б)

откуда получаем усредненное поляризационное сечение

$$\langle \sigma_{\text{pol}} \rangle = \frac{I}{2I+1} 2\pi^2 \kappa^2 \sqrt{E} (S_0^+ - S_0^-). \quad (16)$$

Таким образом, измеряя эффект пропускания (14) в области высоких энергий, где резонансы уже не разрешаются, можно определить на основании (13) $\langle \sigma_{\text{pol}} \rangle$, а следовательно, разность силовых функций $(S_0^+ - S_0^-)$.

Измерения пропускания поляризованных нейтронов через поляризованные ядерные мишени проводились по методу времени пролета на импульсном бустере ИБР-30. Поляризованная протонная мишень обеспечивала поляризацию нейтронов $f_n \cong 0,50$ в области энергии до 50 кэВ. Существенной особенностью установки была возможность изменить знак поляризации нейтронов, поворачивая на 180° поляризованную протонную мишень вместе с магнитом и криостатом. Это обеспечивало стопроцентную эффективность реверса спинов независимо от энергии нейтронов.

В качестве исследуемых мишеней были использованы редкоземельные элементы, для которых легко достижима поляризация $0,4 \pm 0,6$ при охлаждении до $0,03$ К в магнитном поле $1,5$ Тл. Тербий, гольмий и эрбий были в виде одноэлементных металлических пластин, а тулий и празеодим — в виде интерметаллических соединений. Все они являются ферромагнитными при указанной температуре.

Высокая статистическая точность измерения эффекта пропускания и меры по устранению систематических погрешностей позволили получить величину ϵ с точностью лучше 10^{-3} для каждого из нескольких участков спектра, по которым проводилось усреднение. Для всех указанных ядер, кроме магического празеодима, характерна высокая плотность уровней, для них D составляет $5-8$ эВ. Таким образом, в полном интервале усреднения $1-70$ кэВ лежит около 10^4 резонансов, что практически исключает неопределенность, связанную с отмеченными выше флуктуациями.

В результате проведенных экспериментов было получено, что для всех указанных ядер различие между силовыми функциями для двух спиновых состояний $(S_0^+ - S_0^-) / \bar{S}_0 \leq 0,1$. Таким образом, впервые на таком уровне точности было показано, что в области редкоземельных ядер спиновая зависимость силовой функции если и существует, то достаточно слабая.

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

Измерения магнитных моментов компаунд-состояний ядер, образующихся при захвате нейтронов, в течение долгого времени были недоступны для существовавших в то время методов, в том числе таких, как возмущенные угловые корреляции или мессбауэровская спектроскопия. Это связано как с высокой энергией возбуждения ($E_B = 6-8$ МэВ), так и с малым временем жизни компаунд-состояний ($\tau \cong 10^{-15}$ с). Смелая идея нового метода измерения магнитных моментов таких состояний была высказана Ф.Л.Шапиро в 1966 г. [25]. Она основывалась на измерении сдвигов нейтронных резонансов, обусловленных воздействием магнитного поля на магнитный

момент ядра. Ядро-мишень со спином I , проекцией спина m и магнитным моментом μ_0 при наложении магнитного поля H изменяет свою энергию на величину $\mu_0 H m / I$. Для компаунд-ядра имеет место аналогичное смещение, зависящее от параметров μ_c , m' и J . Разность этих смещений можно записать в виде

$$\Delta E_{mm'} = -H \left(\mu_c \frac{m'}{J} - \mu_0 \frac{m}{I} \right). \quad (17)$$

Для перехода к наблюдаемому сдвигу нейтронного резонанса нужно просуммировать выражения (17) по всем проекциям m при захвате нейтронов с проекциями спина $m_s = \pm 1/2$:

$$\Delta E_0 = \sum_{mm_s} W(m)W(m_s)(Ismm_s | JM)^2 \Delta E_{mm'}, \quad (18)$$

здесь $(Ismm_s | JM)$ — коэффициент Клебша — Гордана. Заселенность уровня ядра-мишени может быть записана в виде

$$W(m) = C \exp \left(\frac{\mu_0 H}{kT} \frac{m}{I} \right), \quad (19)$$

а ее связь с поляризацией ядер f_N дается выражением

$$\sum_m m W(m) = \langle m \rangle = f_N I. \quad (20)$$

Для поляризованных нейтронов с величиной поляризации f_n

$$W(\pm 1/2) = \frac{1}{2} (1 \pm f_n). \quad (21)$$

И, наконец, условие нормировки:

$$\sum_{mm_s} W(m)W(m_s)(Ismm_s | JM)^2 = 1. \quad (22)$$

Соотношения (18) + (22) позволяют получить величину сдвига ΔE_0 при произвольных значениях f_N и f_n , однако эксперимент может проводиться значительно чище, если одна из поляризаций равна нулю. В этом случае сдвиг резонанса при $f_n = 0$ имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta E_0 &= -f_N H \left[\frac{(2I+3)I}{(2I+1)(I+1)} \mu_c - \mu_0 \right], & J = I + 1/2, \\ \Delta E_0 &= -f_N H (\mu_c - \mu_0), & J = I - 1/2. \end{aligned} \quad (23)$$

При равенстве нулю ядерной поляризации

$$\Delta E_0 = -\frac{1}{3} f_n H \left(\frac{2I+3}{2I+1} \mu_c - \mu_0 \right), \quad J = I + 1/2,$$

$$\Delta E_0 = -\frac{1}{3} f_n H \left(\frac{I+1}{I} \mu_0 - \mu_c \right), \quad J = I - 1/2. \quad (24)$$

В обоих случаях сдвиг резонанса измеряется относительно положения при обеих поляризациях, равных нулю. Магнитный момент компаунд-состояния μ_c можно определить, зная все остальные величины, входящие в (23) или (24). Существенной трудностью эксперимента является малая величина сдвига. Действительно, оценим величину $\Delta E_0 = H(\mu_c - \mu_0)$ при $\mu_c - \mu_0$, равном одному ядерному магнетону, и магнитном поле $H = 100$ Тл. Тогда $\Delta E_0 = 3 \cdot 10^{-6}$ эВ, что примерно на 4 порядка меньше собственных ширин резонансов тяжелых ядер, составляющих обычно $(5+10) \cdot 10^{-2}$ эВ. Отсюда видно, что измеримой величина сдвига может быть лишь при очень больших магнитных полях на ядрах, которые, как отмечалось выше, достигаются в редкоземельных ферромагнетиках. Удачным сочетанием оказалось и то, что редкоземельные ядра имеют много низкоэнергетических резонансов, для которых точность измерения положения резонанса выше.

В Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ была проведена серия экспериментов по измерению магнитных моментов на ядрах-мишенях ^{159}Tb , ^{161}Dy , ^{163}Dy , ^{165}Ho и ^{167}Er [26,27]. Измерения проводились по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30. В качестве мишеней использовались металлические фольги указанных элементов, которые являются ферромагнитными при достаточно низких температурах. Из двух возможных вариантов эксперимента был выбран вариант с поляризованными ядрами, который свободен от некоторых побочных эффектов, усложняющих интерпретацию результатов в случае поляризованных нейтронов. Ядра поляризовались за счет охлаждения образцов до температуры около 0,03 К в рефрижераторе с растворением $^3\text{He}/^4\text{He}$, магнитные поля на ядрах составляли $(3+7) \cdot 10^2$ Тл, что обеспечивало поляризацию ядер внутри доменов свыше 85% для всех указанных ядер. При этом внешнее магнитное поле на мишень не накладывалось, макроскопическая поляризация равнялась нулю, что упрощало наблюдение эффекта. Для разрушения поляризации температура на мишени повышалась до 1—1,5 К, а небольшая остаточная поляризация учитывалась при обработке измерений. Чередование измерений с поляризованной и неполяризованной мишенью не могло быть частым из-за длительности изменения температуры, тем не менее для каждого ядра было набрано по 20-30 пар измерений с поляризованной и неполяризованной мишенью. Каждая пара измерялась около 10 часов. Для контроля за времен-

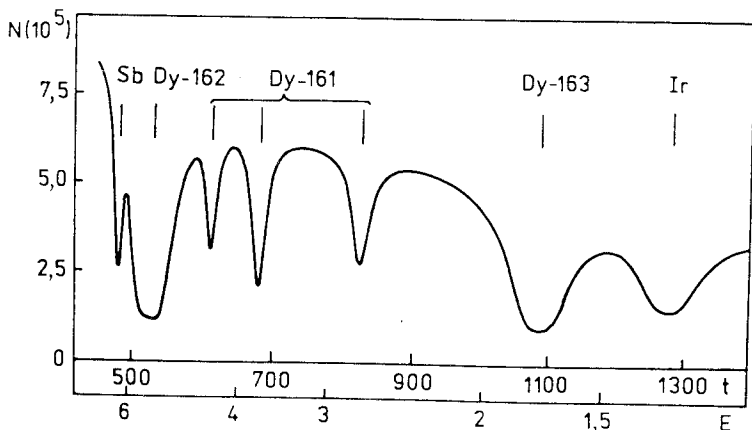


Рис.3. Участок экспериментального спектра при измерении магнитных моментов резонансов диспрозия: t — номер канала временного спектра, E — энергия нейтронов в эВ. Вверху указана изотопная принадлежность резонансов

ной шкалой спектра в пучке постоянно находились мишени из ядер, резонансы которых не перекрывались с исследуемыми и были удобны для точного определения их положения. На рис.3 показан один из характерных спектров по времени пролета для Dy. В результате совмещения методом наименьших квадратов анализируемых резонансов в каждой паре спектров были получены значения сдвигов резонансов, а затем магнитные моменты μ_c . Окончательные результаты приведены в таблице, где даны также значения $g = \mu_c / J$.

Впервые полученные экспериментальные значения магнитных моментов высоковозбужденных состояний позволили провести сравнение с предсказаниями на основе теоретических моделей. Статистический анализ экспериментальных данных был проведен для всей совокупности результатов, так как теория не делает различия между ядрами, близкими по A и по характеру деформации. Были получены средние значения g -фактора $\langle g \rangle = 0,34 \pm 0,22$ и флуктуация вокруг среднего $\Delta g = 0,51 \pm 0,20$. Эти величины согласуются с предсказаниями теории, основанной на статистической модели ядра.

Весь цикл измерений магнитных моментов нейтронных резонансов ядер продолжался около четырех лет — с 1972 по 1975 г., и первые результаты были получены незадолго до смерти Федора Львовича Шапира. В дальнейшем сложные эксперименты по изучению магнитных моментов были повто-

Таблица. Результаты измерения магнитных моментов резонансов

Компаунд-ядро	E_0 , эВ	J	μ_c ядерный магнетон	g
^{160}Tb	3,35	2	$-0,2 \pm 1,0$	$-0,1 \pm 0,5$
	4,99	1	$4,3 \pm 3,7$	$4,3 \pm 3,7$
	11,1	2	$-1,7 \pm 4,4$	$-0,8 \pm 2,2$
^{162}Dy	2,72	3	$-0,4 \pm 0,7$	$-0,13 \pm 0,23$
	3,69	2	$-1,8 \pm 0,9$	$-0,90 \pm 0,45$
	4,35	2	$0,5 \pm 1,2$	$0,25 \pm 0,60$
^{164}Dy	1,71	2	$2,8 \pm 0,5$	$1,40 \pm 0,25$
^{166}Ho	3,93	4	$1,8 \pm 0,7$	$0,45 \pm 0,17$
	12,7	4	$3,9 \pm 1,9$	$0,98 \pm 0,47$
^{168}Er	0,46	4	$0,9 \pm 0,4$	$0,22 \pm 0,10$
	0,58	3	$1,8 \pm 0,9$	$0,6 \pm 0,3$

рены для диспрозия группой физиков в Лос-Аламосе [28], получивших результаты, согласующиеся с результатами Дубны.

Мы рассмотрели некоторые экспериментальные исследования, инициированные Ф.Л.Шапиро и начатые при его участии. После его смерти многие из этих исследований продолжались, возникали новые направления. Одним из перспективных направлений было изучение несохранения четности в нейтронных резонансах. Впервые наблюдавшиеся в Дубне очень большие эффекты нарушения четности были обнаружены в экспериментах с поляризованными нейтронами. Для этого была использована поляризованная протонная мишень — поляризатор нейтронов, одна из ярких идей Федора Львовича Шапиро.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tolhoek H.A., Cox J.A.M. — *Physica*, 1953, vol.19, p.101.
2. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Крупчицкий П.А. — Поляризованные медленные нейтроны. М., 1966.
3. Borghini M., Abragam A. — *Helv. Phys. Acta*, 1960, Suppl. VI, p.143.
4. Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. — *ЖЭТФ*, 1963, т.44, с.2185.
5. Draghicescu P. et al. — *Phys. Lett.*, 1964, vol.12, p.334.
6. Луциков В.И., Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. — *ЯФ*, 1969, т.10, с.1178.
7. Алфименков В.П. и др. — *ЯФ*, 1991, т.54, с.1489.
8. Alfimenkov V.P. et al. — *Nucl. Phys. A*, 1982, vol.376, p.229.
9. Keyworth G.A. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1973, vol.31, p.1077.
10. Keyworth G.A. et al. — *Phys. Rev. C*, 1973, vol.8, p.2352.

11. **Abragam A., Goldman M.** — Rep. Progr. Phys., 1978, vol.41, p.395.
12. **Frankle C.M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1991, vol.67, p.564.
13. **Masuda Y. et al.** — Nucl. Phys. A, 1989, vol.504, p.269.
14. **Бирюков С.А. и др.** — ЯФ, 1987, т.45, с.1511.
15. **Alfimenkov V.P. et al.** — Phys. Lett. B, 1967, vol.24, p.151.
16. **Takahashi Y. et al.** — Phys. Lett. B, 1994, vol.326, p.27.
17. **Feshbach H.** — Nuclear Spectroscopy, N.Y., 1960, p.1046.
18. **Postman H. et al.** — Phys. Rev., 1962, vol.126, p.979.
19. **Marshak H. et al.** — Phys. Rev., 1962, vol.128, p.1287.
20. **Coceva C. et al.** — Nucl. Phys. A, 1968, vol.117, p.586.
21. **Каржавина Э.Н. и др.** — Препринт ОИЯИ РЗ-6092, Дубна, 1971.
22. **Wetzel K.J., Thomas G.E.** — Phys. Rev. C, 1970, vol.1, p.1501.
23. **Алфименков В.П. и др.** — Препринт ОИЯИ РЗ-3208, 1967.
24. **Алфименков В.П. и др.** — ЯФ, 1977, т.25, с.930.
25. **Sharigo F.L.** — In: Research Applications of Nuclear Pulsed Systems. IAEA, Vienna, 1967.
26. **Alfimenkov V.P. et al.** — Phys. Lett. B, 1975, vol.53, p.429.
27. **Alfimenkov V.P. et al.** — Nucl. Phys. A, 1976, vol.267, p.172.
28. **Delheij P.P.J., Morgan G.L.** — NIM Phys. Res. A, 1988, vol.268, p.155.