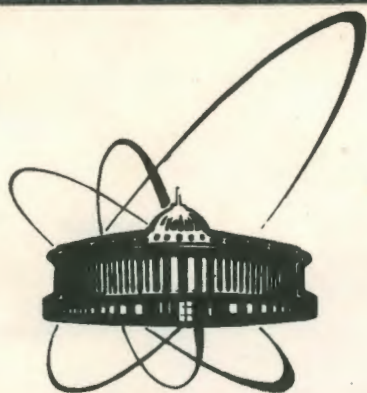


90-358



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

E-302

Д6-90-358

В.Г.Егоров, В.Б.Бруданин, О.И.Кочетов,
В.Н.Павлов, Я.Словак

ИССЛЕДОВАНИЕ СПИН-НЕЙТРИННОЙ
УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ
ПРИ РАСПАДЕ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР ^{56}Co

Направлено в журнал "Nuclear Physics A"

1990

ВВЕДЕНИЕ

Вероятность разрешенного бета-распада с учетом различных угловых корреляций принято записывать ^{1,2/} в следующем виде

$$W = 1 + \alpha \cdot (\vec{p}, \vec{q}) + A \cdot (\vec{p}, \vec{I}) + B \cdot (\vec{q}, \vec{I}) + D \cdot (\vec{p}, \vec{q}, \vec{I}) + \dots, \quad (1)$$

где \vec{p} и \vec{q} - импульсы β -частицы и нейтрино, \vec{I} - спин ядра, а α , A , B , D - коэффициенты $(\beta-\nu)$, $(\beta-I)$, $(\nu-I)$ и тройной $(\beta-\nu-I)$ угловой корреляции, соответственно. Величина этих корреляционных коэффициентов зависит от констант слабого взаимодействия и является одним из основных источников информации о его природе. Так, коэффициент $(\beta-\nu)$ -корреляции α позволяет судить о наличии или отсутствии примесей тензорного и скалярного взаимодействия, а коэффициенты $(\beta - I)$ -корреляции A и тройной $(\beta - \nu - I)$ -корреляции D отвечают за несохранение пространственной (P) и комбинированной (CP) четности, соответственно. Коэффициент $(\nu - I)$ -корреляции B с точностью до постоянного множителя равен спиральности нейтрино (h). Величина спиральности h может принимать значения от $+1$ (спин и импульс нейтрино параллельны друг другу) до -1 (спин и импульс антипараллельны). Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что величина h близка к -1 (наиболее достоверное из полученных значений приведено в ^{3/} и составляет -0.93 ± 0.10). Отличие значения h от -1 могло бы принципиально изменить сложившиеся представления о природе слабого взаимодействия: такое отличие могло бы вызываться, в частности, осцилляциями нейтрино или наличием у него ненулевой массы покоя. Поскольку о направлении и величине импульса нейтрино в процессе β -распада можно судить только по отдаче дочерних ядер, энергетический спектр которых лежит обычно в пределах от 0 до 10 эВ и лишь в очень редких случаях - от 0 до 100...500 эВ, то становится понятным, насколько трудна постановка корреляционных экспериментов с участием нейтрино. Этим объясняется очень малое количество работ, в которых был измерен коэффициент B и еще меньшее количество ядер, в распаде которых он измерялся.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

Целью настоящей работы была разработка новой методики измерения коэффициента спин-нейтринной угловой корреляции B при электронном захвате и ее применение в изучении распада ядер ^{56}Co .

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СПИН-НЕЙТРИННЫМ УГЛОВЫМ КОРРЕЛЯЦИЯМ

Эксперименты по изучению спин-нейтринных ($\nu - I$) корреляции сводятся к измерению среднего угла между импульсом нейтрино (антинейтрино) \vec{q} и спином ядра \vec{I} . Эти эксперименты можно разделить на два класса: когда I - спин материнского ядра и когда I - спин дочернего ядра отдачи. Получаемые в них результаты должны отличаться лишь знаком. Исследовался как β^- , так и β^+ -распад (в том числе - электронный захват), что соответствует измерению спиральности антинейтрино и нейтрино. К сожалению, по указанным выше причинам число проведенных экспериментов крайне мало. Большинство полученных результатов приведено в таблице 1.

Таблица 1

нуклид	распад	переход	$B_{\text{exp.}}$	лит.	год
n	β^-	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$	0.88 ± 0.15	/4/	1960
			0.96 ± 0.40	/5/	1960
			1.01 ± 0.05	/6/	1970
			0.995 ± 0.035	/7/	1970
^{10}Ne	β^+	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$	-0.90 ± 0.13	/8/	1967
^{152m}Eu	ϵ	$0^- \rightarrow 1^-$	0.72 ± 0.11	/9/	1958
			0.86 ± 0.32	/10/	1958
			0.66 ± 0.13	/11/	1970
			0.93 ± 0.10	/3/	1984

Эксперименты с нейтронами и ^{10}Ne относятся к первому классу, так как в них исследовался распад поляризованных нейтронов и поляризованных ядер, то есть в качестве I использовался спин материнского ядра. Импульс же нейтрино (антинейтрино) в обоих случаях определялся путем непосредственной регистрации ядер отдачи и измерения их энергии (именно этот момент является во всех перечисленных экспериментах наиболее уязвимым местом с точки зрения точности получаемых данных, так как при энергии ионов отдачи 10...100 эВ на

результат существенно влияют поверхностные, молекулярные и другие трудно учитываемые эффекты).

Эксперименты с ^{152m}Eu относятся ко второму классу. В них материнские ядра не были поляризованы, а измерялась циркулярная поляризация γ -излучения, сопровождающего электронный захват, и, следовательно, связанная с ней поляризация дочерних ядер. Направление вылета нейтрино в этих экспериментах определялось по факту резонансного рассеяния γ -квантов (такое рассеяние возможно только при условии вылета нейтрино в сторону, противоположную γ -кванту). Точность, достигнутую в последних экспериментах этого типа, трудно улучшить - она ограничена уже не статистикой, а той неопределенностью, с которой известна эффективность комптоновского поляриметра, поэтому следует считать полученную погрешность (10%) близкой к предельно достижимой.

Все приведенные данные относительно неплохо согласуются друг с другом и позволяют сделать вывод о том, что спиральность нейтрино $h_{\nu} \approx -1$, а спиральность антинейтрино $h_{\bar{\nu}} \approx +1$. С другой стороны, данные эти отнюдь не противоречат небольшому (на уровне 2-3%) отланию поляризации ν и $\bar{\nu}$ от 100%, и экспериментаторам для выяснения этого вопроса необходимо искать какие-либо иные подходы в исследованиях ($\nu - I$) -корреляций (см., например, работы, в которых информация о ядрах отдачи получалась за счет регистрации задержанных α -частиц /12, 13/ и измерения доплеровского сдвига каскадных γ -квантов /14/, а также предложения о постановке корреляционных экспериментов /15,16/, использующих для регистрации ядер отдачи и измерения их спинов и скоростей лазерно-спектроскопические методы).

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ СПИН-НЕЙТРИННОЙ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ

Техника прецизионной полупроводниковой γ -спектроскопии достигла на сегодняшний день такого уровня, что позволяет без особых ухищрений за разумный период времени измерять энергии γ -линий с точностью в несколько эВ (см., например, работу /17/). В ряде случаев этого вполне достаточно для непосредственного определения доплеровского сдвига энергии γ -квантов, обусловленного отдачей ядра не только при β -распаде (как в работе /14/), но и при электронном захвате. Если при этом известно значение $\langle I_z \rangle$ ядра (в случае распада поляризованных ядер), то искомая величина коэффициента ($\nu - I$)-корреляции B (включая его знак) будет равна отношению измеренного доплеровского сдвига к вычисленному теоретически.

Ядра, которые можно исследовать по предлагаемой методике, должны удовлетворять следующим требованиям. Во-первых, они должны распадаться электронным захватом; схема распада при этом должна быть такой, чтобы переходы Гамова-Теллера ($I \rightarrow I - 1$) были достаточно интенсивными и происходили на короткоживущие ($\tau \leq 10^{-14}$ с) возбужденные состояния

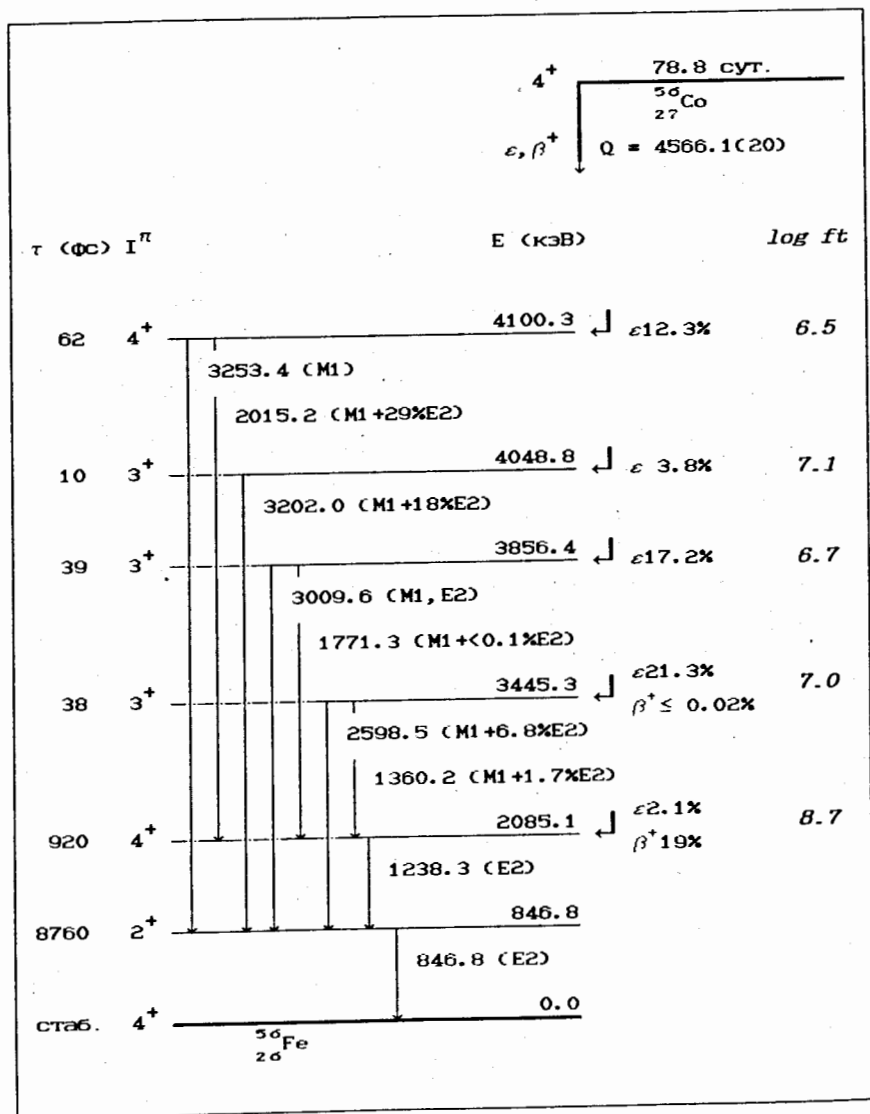


Рис. 1. Фрагмент схемы распада ядра ^{56}Co .

дочернего ядра. Во-вторых, должны существовать хорошо отработанные методы ориентации этих ядер; такими методами могут быть, например, ориентация ядер внутренним сверхтонким магнитным полем, возникающим на примесных ядрах в ферромагнитной матрице при сверхнизкой температуре, или оптическая накачка лазерным излучением. Для опробования предложенной методики нами было выбрано ядро ^{56}Co , фрагмент схемы распада которого [18, 19] приведен на рисунке 1.

Рассмотрим ансамбль ядер ^{56}Co , распределенных в узлах Fe-матрицы, охлажденной до температуры 10 - 20 мК и помещенной во внешнее магнитное поле \vec{H}_{ext} . При величине внешнего поля порядка 0.1-0.2 Тл Fe-матрица намагничивается до насыщения, и магнитные моменты примесных ядер ^{56}Co подвергаются действию достаточно большого эффективного поля \vec{H} , которое складывается из внешнего поля \vec{H}_{ext} и сверхтонкого поля $\vec{H}_{\text{H.F.}}$, имеющего величину $-28.74(6)$ Тл (см. работу [20]) и направленного в противоположную относительно внешнего поля сторону: $\vec{H} = \vec{H}_{\text{ext}} + \vec{H}_{\text{H.F.}} \approx -28.6$ Тл. При этих условиях энергия взаимодействия магнитного момента ядра ($\vec{\mu}$) с эффективным магнитным полем матрицы (\vec{H}) становится сравнимой с энергией теплового движения: $E(\vec{\mu}, \vec{H}) \approx kT$. Это приводит к снятию вырождения по магнитному квантовому числу m и появлению энергетического расщепления с параметром X :

$$X \equiv \frac{\mu \cdot H}{k \cdot T \cdot I} \quad (2)$$

Заселенность подуровней с различными значениями m , описываемая в соответствии с законом Больцмана как

$$a_m(X) = \frac{\exp(X \cdot m)}{\sum_{m=-I}^{+I} \exp(X \cdot m)}, \quad (3)$$

перестает быть равновероятной, и у всего ансамбля ядер ^{56}Co появляется заметная поляризация. Эта поляризация количественно может быть охарактеризована набором коэффициентов f_k или линейно связанных с ними B_k [21-23], которые зависят от спина ядра I и параметра расщепления X и могут быть вычислены по формулам:

$$f_k(I, X) = \frac{C_{2k}^k}{I^k} \sum_m \sum_{j=0}^k (-1)^j \frac{(I-m)! \cdot (I+m)! \cdot (C_j^k)^2}{(I-m-j)! \cdot (I+m+j-k)!} a_m(X), \quad (4)$$

$$B_k(I, X) = \sqrt{2I+1} \sum_{m=-I}^{+I} a_m(X) \cdot (-1)^{I-m} \langle I, m, I, -m | I, I, k, 0 \rangle, \quad (5)$$

где $\langle I, m, I, -m | I, I, k, 0 \rangle$ - коэффициенты Клебша-Гордана.

Для экспериментального определения величин B_k и f_k обычно используется метод, основанный на измерении анизотропии интенсивности γ -излучения $W_\gamma(\varphi)$, где φ - угол между направлением вылета γ -квантов и осью поляризации Z. Однако, ввиду того, что электромагнитное взаимодействие, в отличие от слабого, сохраняет пространственную четность, метод не позволяет определить знак поляризации. Формально это выражается в том, что диаграмма направленности γ -излучения описывается только четными полиномами Лежандра и зависит не от $\langle \cos \varphi \rangle$, а от $\langle \cos^2 \varphi \rangle$, $\langle \cos^4 \varphi \rangle$ и т. д.:

$$W_\gamma(\varphi) = \sum_{k=\text{even}}^{k(\text{max})} A_k \cdot B_k \cdot U_k \cdot Q_k \cdot P_k(\cos \varphi). \quad (6)$$

Суммирование здесь ведется по четным значениям k, причем k_{max} не должно превышать $|2L, 2I_i, 2I_o|$, где L - мультипольность γ -перехода между уровнями со спинами I_i и I_f , а I_o - спин распадающегося ориентированного ядра (в данном случае - ^{56}Co). Коэффициенты A_k в выражении (6) зависят от спинов, между которыми происходит γ -переход, и от его мультипольности; для ряда γ -переходов при распаде ^{56}Co эти коэффициенты вычисляются довольно точно. Коэффициенты U_k отвечают за частичную деполаризацию во время переходов, предшествующих регистрируемому γ -излучению. Для определения U_k достаточно знать мультипольности деполаризирующих переходов и спины состояний, между которыми они происходят. Коэффициенты Q_k представляют собой поправки на конечный телесный угол γ -детектора с учетом его эффективности $\eta(\Omega)$:

$$Q_k = \frac{\int P_k(\cos \theta) \cdot \eta(\Omega) \, d\Omega}{\int \eta(\Omega) \, d\Omega} \quad (7)$$

и также легко могут быть вычислены. Поэтому, измерив анизотропию интенсивности определенных линий в γ -спектре, можно по любой из формул, получаемых из соотношения (6) и приведенных ниже, найти величину B_2 :

$$B_2 = 2 \cdot \frac{N_\gamma^{\varphi=0} - N_\gamma^{\varphi=90}}{N_\gamma^{\varphi=0} + 2 \cdot N_\gamma^{\varphi=90}} \cdot \frac{1}{A_2 \cdot U_2 \cdot Q_2}; \quad (8)$$

$$B_2 = \frac{N_\gamma^{\varphi=0 \text{ cold}} - N_\gamma^{\varphi=0 \text{ warm}}}{N_\gamma^{\varphi=0 \text{ warm}}} \cdot \frac{1}{A_2 \cdot U_2 \cdot Q_2}; \quad (9)$$

$$B_2 = 2 \cdot \frac{N_\gamma^{\varphi=90 \text{ warm}} - N_\gamma^{\varphi=90 \text{ cold}}}{N_\gamma^{\varphi=90 \text{ warm}}} \cdot \frac{1}{A_2 \cdot U_2 \cdot Q_2}. \quad (10)$$

(Здесь $N_\gamma^{\varphi \text{ warm}}$ и $N_\gamma^{\varphi \text{ cold}}$ - интенсивность γ -излучения, зарегистрированного под углом φ к оси поляризации Z в теплом состоянии, когда поляризация заведомо равна нулю, и в холодном, поляризованном, состоянии, соответственно).

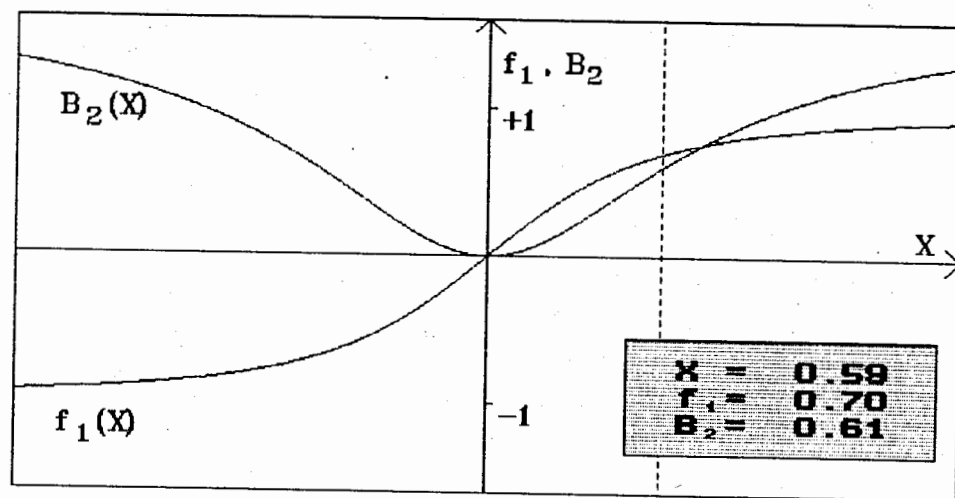


Рис. 2. Зависимость коэффициентов f_1 и B_2 от параметра X.

Чтобы от коэффициента B_2 перейти к коэффициенту f_1 , построим зависимости $f_1(X)$ и $B_2(X)$ (см. рис. 2), для чего воспользуемся формулами (4) и (5), которые для случая $I = 4$, $k = 1, 2$ значительно упрощаются:

$$f_1(X) = \frac{1}{4} \cdot \sum_{m=-4}^{+4} m \cdot a_m(X); \quad (11)$$

$$B_2(X) = \frac{3}{2 \cdot \sqrt{77}} \cdot \left[\sum_{m=-4}^{+4} m^2 \cdot a_m(X) - \frac{20}{3} \right]. \quad (12)$$

Затем по измеренному значению B_2 найдем соответствующее ему значение параметра $|X|$ и $|f_1|$. Знаки X и f_1 остаются неопределенными (это, в частности, является причиной неопределенности знака магнитных моментов некоторых ядер, и в том числе - ^{56}Co).

Рассмотрим теперь более подробно распад ядер ^{56}Co , выбрав для определенности лишь одну его ветвь, при которой после электронного захвата заселяется уровень со спином $I_i = I_0 - 1$ и энергией E_i , а затем за время жизни уровня τ происходит γ -переход мультипольности L на лежащий ниже уровень со спином I_f и энергией E_f . При этом энергия испускаемого нейтрино постоянна и равна $E_\nu = Q - E_i - E_j$ (здесь Q - разность масс ^{56}Co и ^{56}Fe , равная, согласно [18], 4567.5 ± 1.9 кэВ, а E_j - энергия связи электрона на "j" оболочке). Ядро при испускании нейтрино под углом θ к оси Z вследствие закона сохранения импульса испытывает отдачу и приобретает импульс \vec{R} (рис. 3), равный по величине, но противоположный по направлению импульсу нейтрино \vec{q} :

$$\vec{R} = -\vec{q}; \quad |\vec{R}| = |\vec{q}| = E_\nu / c. \quad (13)$$

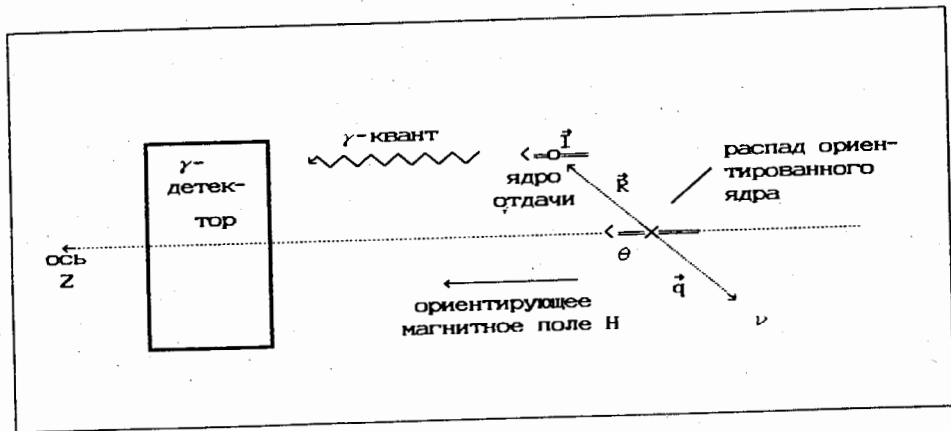


Рис. 3. Кинематическая схема распада поляризованного ядра.

Если сразу после электронного захвата произойдет γ -переход с испусканием γ -кванта вдоль оси Z , то из-за эффекта Доплера его энергия будет смещена на величину δE_γ , зависящую от направления импульса отдачи \vec{R} и, следовательно, от направления импульса нейтрино \vec{q} :

$$\delta E_\gamma(\theta) = E_\gamma \cdot v_z / c = -E_\gamma \cdot q_z / c = -E_\gamma \cdot E_\nu \cdot \cos \theta / (Mc^2). \quad (14)$$

Оценим максимально возможную величину такого смещения (δE_γ^0) для

γ -перехода 2598 кэВ, пренебрегая вкладом L - и M - захвата:

$$\delta E_\gamma^0 = \frac{2598 \text{ кэВ} \cdot (4567.5 - 3445.3 - 7.7) \text{ кэВ}}{56 \cdot 931500 \text{ кэВ}} \approx 56 \text{ эВ}. \quad (15)$$

Полученное число - это МАКСИМАЛЬНЫЙ сдвиг для одного γ -кванта. В действительности же, когда имеется ансамбль ориентированных ядер, нейтрино испускаются в 4π , но в соответствии с формулой (1) имеется некое их распределение по углу θ :

$$W_\nu(\theta) = 1 + B \cdot f_1 \cdot \cos \theta. \quad (16)$$

В результате, величина δE_γ , жестко связанная с импульсом нейтрино \vec{q} по формуле (14), также будет иметь то же самое распределение, и, усреднив $\delta E_\gamma(\theta)$ по полному телесному углу, получим:

$$\langle \delta E_\gamma \rangle = \frac{\int (1 + B \cdot f_1 \cdot \cos \theta) \cdot \delta E_\gamma(\theta) d\Omega}{\int (1 + B \cdot f_1 \cdot \cos \theta) d\Omega} = -\delta E_\gamma^0 \cdot \frac{1}{3} \cdot B \cdot f_1. \quad (17)$$

Таким образом, энергия γ -квантов, регистрируемых под углами $\varphi=0^\circ$ и $\varphi=180^\circ$ к оси Z , должна составлять

$$E_\gamma^{\varphi=0} = E_\gamma^0 - \delta E_\gamma^0 \cdot \frac{1}{3} \cdot B \cdot f_1 \cdot Q_1 \quad \text{и} \quad E_\gamma^{\varphi=180} = E_\gamma^0 + \delta E_\gamma^0 \cdot \frac{1}{3} \cdot B \cdot f_1 \cdot Q_1, \quad (18)$$

а их разность -

$$SE_\gamma \equiv E_\gamma^{\varphi=0} - E_\gamma^{\varphi=180} = -\frac{2}{3} \cdot B \cdot f_1 \cdot Q_1 \cdot \delta E_\gamma^0, \quad (19)$$

где Q_1 - поправка на конечный телесный угол детектора.

Измерив величину SE_γ и определив $|f_1|$, можно из уравнения (19) найти значение $|B|$. Если считать знак B известным (а это можно утверждать, так как все имеющиеся данные свидетельствуют о том, что B близко к -1), то по знаку измеренной величины SE_γ можно определить знак f_1 и соответствующий ему знак параметра X (см. рисунок 2), а следовательно, и знак магнитного момента μ ядра ^{56}Co .

Следует отметить, что все приведенные выше формулы справедливы лишь при условии ($I_i = I_0 - 1$), то есть, для тех ветвей распада ^{56}Co , в которых заселяются уровни со спином 3^+ . В общем же случае вместо коэффициента B надо использовать B^* :

$$B^* = B \cdot \left[I_0 \cdot (I_0 + 1) - I_i \cdot (I_i + 1) + 2 \right] / 2(I_0 + 1). \quad (20)$$

Так, для переходов на уровни со спином 4^+ вместо B в выражение (19) следует подставить $B^* = 0.2 \cdot B$, что приведет к уменьшению ожидаемого

эффекта в 5 раз.

Все сказанное выше справедливо в том случае, если ядро отдачи в промежуток времени от электронного захвата до испускания γ -кванта движется с постоянной скоростью V , заданной из условия (13):

$$\dot{v} = \frac{-q}{M} = \text{const} \quad (21)$$

Однако, в кристаллической решетке Fe-матрицы ион отдачи (а это будет именно многозарядный ион, образующийся из нейтрального атома за время порядка 10^{-15} секунды вследствие "встряски" атомной оболочки после электронного захвата и последующих Оже- и радиационных переходов - см., например, обзор [21]) не является свободным. Для учета влияния окружающих атомов решетки на ион отдачи необходимо введение в формулу (19) дополнительного поправочного фактора F , рассчитанного на основе какой-либо модели поведения иона в веществе. Нами было использовано две таких модели.

Первая из них заключается в том, что, не покидая узел решетки, ион будет совершать в нем затухающие колебания со скоростью $V(t)$ и амплитудой A до тех пор, пока не отдаст всю свою энергию решетке и снова не войдет с ней в тепловое равновесие. К сожалению, этот процесс изучен плохо, и, возможно, настоящая методика послужит одним из инструментов его исследования. Тем не менее, исходя из этих весьма наивных представлений, оценим влияние указанных колебаний на величину измеряемого эффекта SE_{γ} .

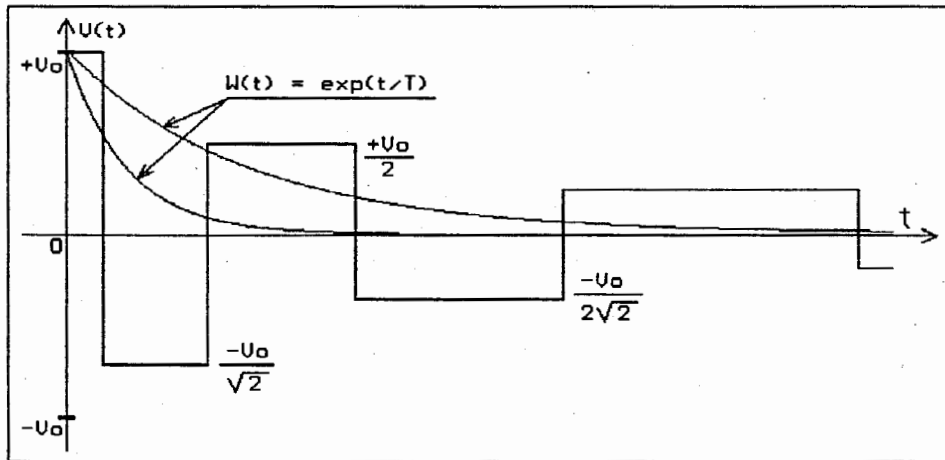


Рис.4. Зависимость скорости иона отдачи (V) и вероятности испускания γ -кванта (W) от времени (t).

Поскольку используемая Fe-матрица представляет собой поликристалл, то в качестве амплитуды колебаний следует взять среднее расстояние между атомами матрицы, равное $A = 2 \cdot \sqrt[3]{3v/4\pi} = 0.283$ нм (здесь v - объем, приходящийся на один атом Fe в матрице). Так как при упругом соударении иона отдачи с равным ему по массе неподвижным атомом решетки первый должен терять в среднем половину своей кинетической энергии, то его скорость \dot{v} будет меняться со временем так, как это показано на рис. 4.

Поскольку в выражение (14) входит среднее значение скорости ядра отдачи в момент испускания им γ -кванта и учитывая, что вероятность его испускания экспоненциально убывает со временем, получим для среднего значения $\langle V(t) \rangle$ следующее выражение:

$$\langle V(t) \rangle = \frac{\int_0^{\infty} V(t) \cdot \exp(-t/\tau) dt}{\int_0^{\infty} \exp(-t/\tau) dt} = V_0 \cdot F_1(\tau, V_0), \quad (22)$$

где $F_1(\tau, V_0)$ - фактор, действующий на измеряемый эффект SE_{γ} в сторону его уменьшения, так что в действительности нами измеряется не SE_{γ} , а $SE_{\gamma}^{(1)}$:

$$SE_{\gamma}^{(1)} = SE_{\gamma} \cdot F_1(\tau, V_0); \quad 0 \leq F_1 \leq 1 \quad (23)$$

Вторая из использованных нами моделей поведения иона отдачи в кристалле заключается в следующем. В первый момент ион, имеющий импульс R и массу M_0 , начинает двигаться со скоростью V_0 . Затем, благодаря фоновому взаимодействию, в движение начинают вовлекаться все новые и новые окружающие атомы, что соответствует возрастанию эффективной массы иона отдачи:

$$M_{\text{eff}}(t) = M_0 + M_h \cdot \left[\frac{V_s \cdot t}{A} \right]^3, \quad (24)$$

где M_h - масса атома решетки, а V_s - скорость звука в ней (в случае распада ядер ^{56}Co , распределенных в железной матрице при сверхнизкой температуре, можно считать, что $M_h = M_0$, $A = 0.283$ нм, $V_s = 5400$ м/с). Скорость, соответственно, будет убывать:

$$V(t) = R / M_{\text{eff}}(t) = \frac{V_0}{1 + a \cdot t^3} \quad (25)$$

Воспользовавшись выражениями (24) и (25), можно по формуле, аналогичной (22), вычислить значения фактора $F_2(\tau)$.

Оценим величину фактора $F_{1,2}$, соответствующую обоим упомянутым

выше моделям, для той ветви распада ^{56}Co , которая заселяет в дочернем ядре ^{56}Fe уровень 3445 кэВ :

$$F_1(\tau_{\text{эв}} f_s, V_0 = 2.15 \cdot 10^{-5} \cdot C) \approx 0.48, \quad (26)$$

$$F_2(\tau_{\text{эв}} f_s) \approx 0.51. \quad (27)$$

Таким образом, результирующая разность в энергии γ -квантов должна составить (при $|f_1| \approx 0.7$ и при $|B| \approx 1$) :

$$|SE_{\gamma}^{(1,2)}| \approx 56 \text{ эВ} \cdot \frac{2}{3} \cdot 0.7 \cdot 0.5 \approx 13 \text{ эВ}, \quad (28)$$

что при соответствующем желании и возможностях вполне доступно измерению.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ПРЕДЛАГАЕМОЙ МЕТОДИКИ

Использованный нами радиоактивный источник ^{56}Co активностью 20 МБк первоначально представлял собой водный раствор соли CoCl_2 . С помощью электролиза ионы Co были высажены на Fe фольгу и восстановлены продувкой водорода при $T=600^\circ\text{C}$ до металлического состояния. Затем фольга с Co была расплавлена, медленно охлаждена и раскатана до толщины 0.1 мм. После отжига из полученного сплава была вырезана

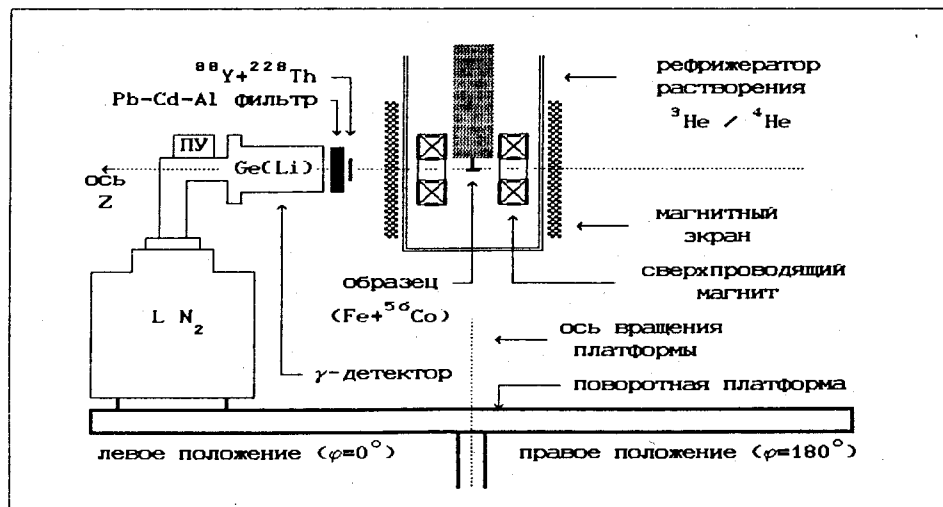


Рис.5. Измерительная установка.

полоска размером $0.1 \times 1.5 \times 5 \text{ мм}^3$, которая была затем припаяна на Cu подложку и помещена в рефрижератор растворения $^3\text{He}/^4\text{He}$ (см. [24]), где образец был охлажден до температуры 17 мК и намагничен до насыщения сверхпроводящим короткозамкнутым магнитом, создающим магнитное поле $H_{\text{ext.}} \approx 0.5 \text{ Т}$.

Для регистрации γ -квантов использовался полукоаксиальный Ge(Li) детектор объемом 65 см^3 с разрешением 1.8 кэВ (на линии 1332 кэВ ^{60}Co), помещенный на поворотную платформу, вращающуюся вокруг вертикальной оси (рис. 5), проходящей через центр образца. Для предотвращения влияния рассеянного поля сверхпроводящего магнита на работу детектора и предусилителя (а этот эффект наблюдался нами во время пробной, "нулевой" серии измерений - см. ниже) на корпус рефрижератора был надет магнитный экран из пермаллоя толщиной около 1.5 см. Для уменьшения загрузки регистрирующего тракта от низкоэнергетичных γ -квантов между образцом и детектором помещался также комбинированный Pb-Cd-Al фильтр, а для получения реперных γ -линий непосредственно на корпусе криостата детектора были установлены дополнительные γ -источники ^{88}Y (γ -линия 1836 кэВ) и ^{228}Th (γ -линия 2614 кэВ).

Сигнал с предусилителя подавался на спектрометрический тракт, состоящий из аналоговой аппаратуры фирмы "ORTEC" и "Shlumberger", а также цифровых блоков КАМАК, разработанных в ЛЯП ОИЯИ. При этом крейт с аналоговой аппаратурой, особенно чувствительной к окружающей температуре, был помещен в специальный термостат, поддерживающий температуру воздуха на уровне $+32^\circ\text{C}$ с точностью $\pm 0.1^\circ\text{C}$.

Все эти предосторожности (экранировка магнитного поля, и термостатирование) были предприняты после того, как в нулевой серии измерений мы обнаружили систематическое смещение генераторного и реперных пиков в γ -спектре, явно зависящее от положения детектора относительно магнитного поля и от окружающей температуры. За время 15 - 30 минут это смещение достигало 10 - 30 эВ, а после принятия перечисленных мер не превышало 1 эВ.

Управление набором информации, ее накопление и первичная обработка осуществлялась с помощью РС/ХТ Правец-16, а окончательная обработка - с помощью РС/АТ "Videon-286". Схема регистрирующей аппаратуры приведена на рис. 6.

Режим работы установки был следующим. В течение 15 минут производился набор спектра γ -квантов, излучаемых образцом в направлении "по полю"; затем платформа с детектором поворачивалась на 180° , и снова в течение 15 минут набирался спектр γ -квантов, но уже в направлении "против поля". В обоих случаях, как уже говорилось,

одновременно с γ -спектром ^{56}Co регистрировались также реперные γ -пики 1836 кэВ и 2614 кэВ (^{88}Y и ^{228}Th). Полученные таким образом два γ -спектра образовывали одно измерение, которое в виде отдельных файлов с очередными порядковыми номерами записывалось на твердый диск РС/XT, после чего вся процедура повторялась. При этом во время набора очередной пары спектров производилась автоматическая предварительная

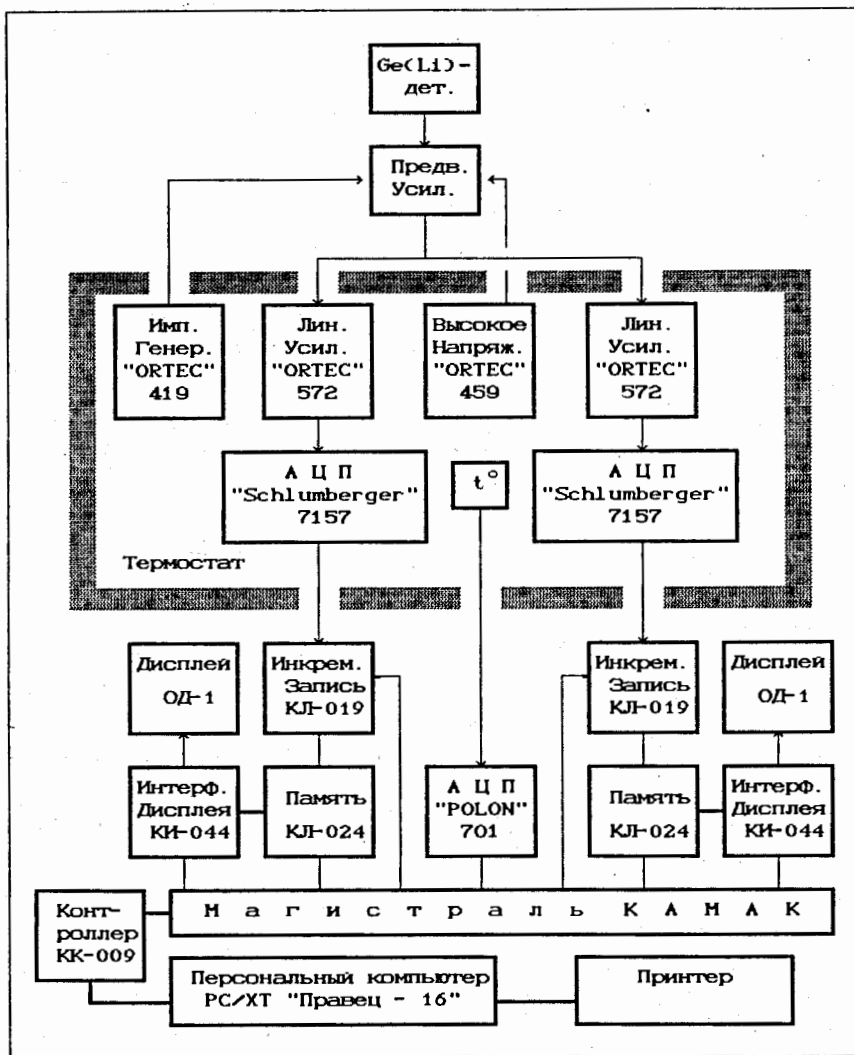


Рис.6. Схема регистрирующей аппаратуры.

обработка предыдущей пары с выводом результатов на принтер. Для повышения надежности аппаратуры и для уменьшения влияния процесса усиления и обработки сигнала на результат вся спектрометрическая аппаратура, начиная с усилителя, была продублирована, так что фактически вместо одного всегда получалось два квазинезависимых результата, соответствующих γ -спектрам, зарегистрированным одним и тем же детектором, но обработанным двумя разными электронными трактами. Математическая обработка также производилась независимо, а полученный результат затем усреднялся, причем в качестве результирующей погрешности использовалась максимальная из погрешностей усредняемых величин.

Всего за время эксперимента (2 серии по 7 суток с двухнедельным перерывом, не считая пробной "нулевой" серии, во время которой выяснялись возможности аппаратуры и подбирались оптимальные режимы) было получено 362 + 472 спектра, то есть, 181 + 236 измерений, из которых в "холодном" состоянии образца (т.е. при $T \approx 17$ мК) - 165 + 217 измерений. Калибровка каждого спектра производилась независимо, по реперным γ -пикам ^{88}Y и ^{228}Th . Затем с помощью нелинейной подгонки параметров определялись разности SE_{γ}^{exp} в положении γ -пиков 1238, 1360, 1576(ДВ-2598), 1771, 2015, 2087(ОВ-2598), 2598, 2691(ОВ-3202), 2742(ОВ-3253), 3009, 3202 и 3253 кэВ ^{56}Co . Каждая из двух проведенных серии начиналась и заканчивалась измерениями γ -спектров в "теплом" состоянии образца, при температуре около 0.6 К, что соответствует полному отсутствию ориентации. В "холодном" же состоянии контроль за степенью ориентации проводился по интенсивности γ -линий 2598 кэВ и 1238 кэВ, для которых величины A_2 и U_2 (см. формулу 6) известны с хорошей точностью.

Поскольку уровень 3445 кэВ на 100% заселяется переходом Гамова-Теллера ($4^+ \rightarrow 3^+$), то коэффициент U_2 для γ -линии 2598 кэВ, согласно данным из [23], равен 0.9047. Мультипольность этой γ -линии, определенная в работе [25], представляет собой смесь $M1 + E2$, $\delta = -0.27(-12)$, и коэффициент A_2 для нее равен 0.79 ± 0.13 .

Второй γ -переход (1238 кэВ) происходит между уровнями $4^+ \rightarrow 2^+$ и имеет мультипольность $E2$, что для коэффициента A_2 дает значение -0.4477 . Заселение уровня 4^+ (2085 кэВ) происходит тремя путями. Во-первых, на 33% этот уровень заселяется β -переходом с отношением $|M_F|^2 / |M_{GT}|^2 = 0.0083$ [26]. Во-вторых, на 46% происходит заселение каскадными γ -квантами мультипольности $M1$ после электронного захвата типа Гамова-Теллера на различные уровни со спином 3^+ . И, наконец, в-третьих, на 21% уровень заселяется $M1$ (19%) и $E2$ (2%) γ -квантами после смешанных ($F + GT$) распадов на уровни со спинами 4^+ . В

результате усреднения значение коэффициента U_2 для γ -линии 1238 кэВ оказывается равным 0.817 ± 0.012 .

Поправочный коэффициент Q_2 , учитывающий геометрические размеры использованного нами полукоаксиального детектора, был вычислен по формуле (7) и для обеих γ -линий равнялся 0.975 (коэффициент Q_1 для всех γ -квантов с $E_\gamma \geq 1$ МэВ составил 0.992).

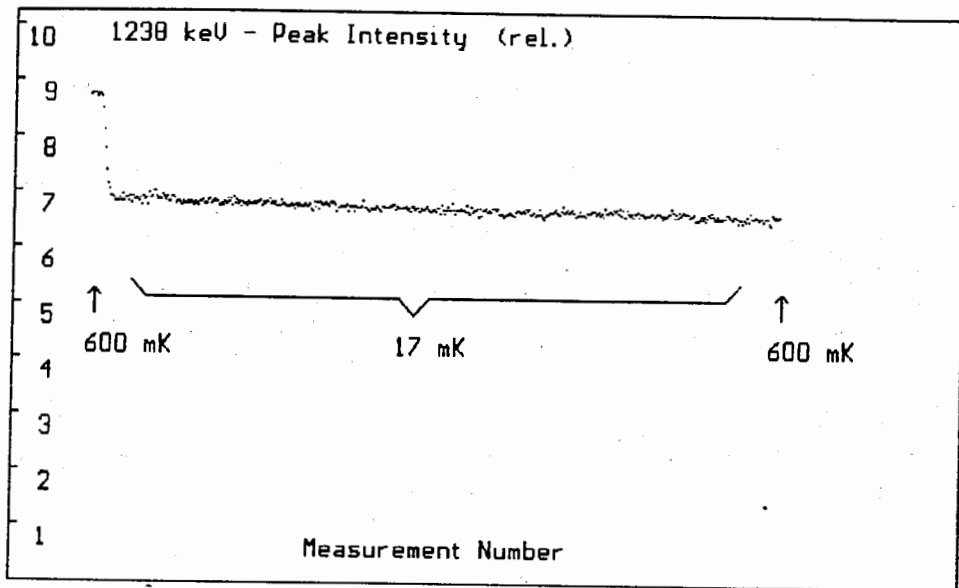


Рис. 7. Относительная интенсивность γ -линии 1238 кэВ (каждая точка соответствует одному 15-минутному измерению).

Из рисунка 7, отражающего поведение интенсивности одной из этих линий во время 2 серии, видно, что степень ориентации ядер ^{56}Co была в "холодном" состоянии постоянной (небольшой наклон плато соответствует периоду полураспада ^{56}Co). Вычисления по формулам (8-10) дают для γ -линии 1238 и 2598 кэВ средние значения V_2 , равные 0.61 ± 0.02 для обеих серий, что позволяет, используя формулы (11) и (12) получить для коэффициентов X и f_1 следующие оценки:

$$|X| \cong 0.59 \pm 0.02; \quad (29)$$

$$|f_1| \cong 0.70 \pm 0.01. \quad (30)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 8 приведены экспериментальные значения доплеровских сдвигов, полученные во второй серии для γ -линии 2598 кэВ; там же показано их статистическое распределение (сумма гауссианов с дисперсиями, равными ошибкам каждого измерения).

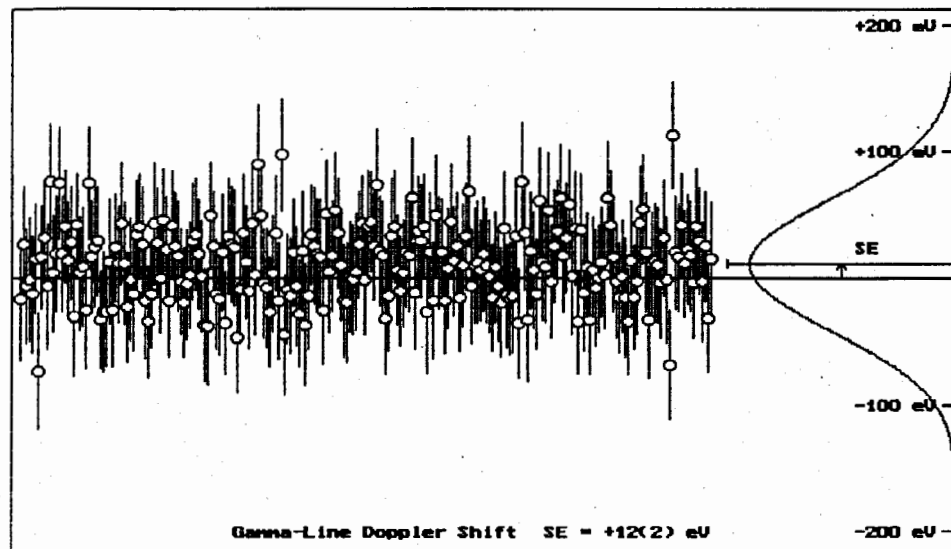


Рис. 8. Доплеровские сдвиги γ -линии 2598 кэВ.
(Каждая точка соответствует сдвигу между двумя 15-минутными измерениями при $\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 180^\circ$: $SE_{\gamma}^{\text{exp.}} = E_{\gamma}^{\varphi=0} - E_{\gamma}^{\varphi=180}$.)

После усреднения полученных сдвигов по 217 "холодным" измерениям получим среднее значение сдвига, равное $+13 \pm 2$ эВ, что весьма близко к ожидаемому значению (см. формулу 28).

В таблице 2 приведены средне-взвешенные значения доплеровских сдвигов $SE_{\gamma}^{\text{exp.}}$, экспериментально полученных в обеих сериях для перечисленных выше γ -линий. Там же приведены кинетические энергии (E_R) и пробеги (R) ионов отдачи, а также вычисленные с использованием формул (15), (19), (20), (22), (23), (25), (30) и в предположении, что ($V = -1$; $f_1 > 0$) значения F_1 , F_2 и $SE_{\gamma}^{(1)}$, $SE_{\gamma}^{(2)}$. Расхождения между измеренными и вычисленными значениями доплеровских сдвигов могут быть обусловлены, во-первых, неточным определением

Таблица 2

Тип распада	E_i (кэВ)	E_{γ}^* (кэВ)	$E_{\text{Рес.}}$ (кэВ)	τ (фс)	R (нм)	F_1	F_2	$SE_{\gamma}^{(1)}$ (эВ)	$SE_{\gamma}^{(2)}$ (эВ)	$SE_{\gamma}^{\text{эксп}}$ (эВ)	$B_{(1)}^{\text{эксп.}}$	$B_{(2)}^{\text{эксп.}}$
$4^+ \rightarrow 4^+$ GT (+F)	4100	3253	2.0	62 ± 11	0.16	0.70 ± 0.09	0.37 ± 0.05	+ 1.9 ± 0.2	+ 1.0 ± 0.1	- 0.8 ± 2.2	-	-
		ОВ(3253)						+ 1.9 ± 0.2	+ 1.0 ± 0.1	- 4.1 ± 4.5	-	-
		2015						+ 1.1 ± 0.1	+ 0.6 ± 0.1	+ 1.3 ± 2.5	-	-
$4^+ \rightarrow 3^+$ GT	4049	3202	2.5	10 ± 4	0.03	1.00 ± 0.01	0.89 ± 0.07	+14.5 ± 0.1	+12.8 ± 1.1	+11.7 ± 3.4	-0.81 ± 0.24	-0.91 ± 0.34
		ОВ(3202)						+14.5 ± 0.1	+12.8 ± 1.1	+ 9.0 ± 16.0	-0.62 ± 1.08	-0.70 ± 1.28
$4^+ \rightarrow 3^+$ GT	3856	3010	4.7	39 ± 8	0.16	0.72 ± 0.10	0.50 ± 0.06	+13.5 ± 1.9	+ 9.4 ± 1.2	+ 6.7 ± 6.5	-0.49 ± 0.55	-0.71 ± 0.78
		1771						+ 7.9 ± 1.1	+ 5.6 ± 0.7	+ 3.9 ± 1.1	-0.49 ± 0.21	-0.70 ± 0.29
$4^+ \rightarrow 3^+$ GT	3445	2598	11.9	38 ± 11	0.24	0.48 ± 0.16	0.51 ± 0.09	+12.3 ± 4.2	+13.1 ± 2.4	+12.3 ± 1.1	-1.00 ± 0.43	-0.94 ± 0.25
		ОВ(2598)						+12.3 ± 4.2	+13.1 ± 2.4	+11.5 ± 1.3	-0.93 ± 0.46	-0.88 ± 0.30
		ДВ(2598)						+12.3 ± 4.2	+13.1 ± 2.4	+10.1 ± 2.3	-0.82 ± 0.46	-0.77 ± 0.31
		1360						+ 6.5 ± 2.2	+ 6.9 ± 1.2	+ 5.3 ± 1.7	-0.82 ± 0.54	-0.77 ± 0.39
$4^+ \rightarrow 4^+$ (GT)	2085	1238	58.7	920 ± 170	13.14	0.00 ± 0.01	0.03 ± 0.01	+ 0.0	+ 0.2	+ 1.2 ± 0.7	-	-
Среднее значение коэффициента "в"											-0.70 ± 0.13	-0.83 ± 0.12

*) ОВ, ДВ - пики одиночного и двойного вылета.

факторов F (из-за большой погрешности времен жизни уровней τ и/или из-за использования недостаточно корректных моделей поведения иона отдачи) и, во-вторых, отличием B от -1. Не останавливаясь на первом пункте, найдем экспериментальные значения $|B^{\text{exp.}}|$:

$$|B^{\text{exp. (1,2)}}| = |SE_{\gamma}^{\text{exp.}}| / |SE_{\gamma}^{(1,2)}|. \quad (31)$$

Что касается знаков измеренных величин $B^{\text{exp.}}$, f_1 , X и $SE_{\gamma}^{\text{exp.}}$, а также знака магнитного момента ядра μ , то, согласно формулам (2), (3), (11) и (19), они связаны между собой следующим образом:

$$\text{sign} (SE_{\gamma}^{\text{exp.}}) = - \text{sign} (B) \cdot \text{sign} (f_1) ; \quad (32)$$

$$\text{sign} (f_1) = \text{sign} (X) = \text{sign} (\mu) . \quad (33)$$

Обобщая формулы (31 - 33), получим для корреляционного коэффициента $B^{\text{exp.}}$ с учетом его знака следующее выражение:

$$B^{\text{exp. (1,2)}} = - \text{sign} (\mu) \cdot SE_{\gamma}^{\text{exp.}} / |SE_{\gamma}^{(1,2)}|. \quad (34)$$

Иными словами, если магнитный момент ядра ^{56}Co положителен ($\mu > 0$), то ядра должны ориентироваться "по полю" ($f_1 > 0$); если при этом спиральность нейтрино отрицательна ($B < 0$), то нейтрино должны преимущественно вылетать против спина (а следовательно, и против поля). Дочерние ядра должны приобретать отдачу в противоположную сторону, т. е. "по полю", и потому γ -кванты, тоже вылетающие "по полю", должны из-за эффекта Доплера быть "жестче", чем γ -кванты, вылетающие против поля. В результате, величина SE_{γ} должна быть положительной, что и наблюдалось в нашем эксперименте. Поскольку нет оснований сомневаться в результатах работ [3, 8-11], указывающих на отрицательный знак коэффициента B, то, полагая $B < 0$, приходим к выводу, что ядра ^{56}Co действительно ориентируются "по полю", то есть, что магнитный момент ^{56}Co положителен:

$$\text{sign} (\mu) = + 1 . \quad (35)$$

Это согласуется с систематикой магнитных моментов соседних ядер ($^{52}, ^{54}, ^{56}\text{Mn}, ^{55}, ^{57}, ^{58}, ^{59}, ^{60}\text{Co}$), магнитным моментом уровня 847 кэВ в ядре ^{56}Fe и данными по асимметрии β -излучения, полученными в работе [26].

Для тех γ -линий, где эффект действительно должен проявляться, значения $B^{\text{exp. (1,2)}}$, вычисленные по формуле (34) с учетом (35), также

представлены в таблице 2. Там же приведена итоговая величина коэффициента угловой спин-нейтринной корреляции $\langle V^{exp. (1,2)} \rangle$, полученная в результате усреднения $V^{exp. (1,2)}$ по указанным γ -линиям:

$$\langle V^{exp. (1)} \rangle = (-) 0.70 \pm 0.13, \quad (36)$$

$$\langle V^{exp. (2)} \rangle = (-) 0.83 \pm 0.12. \quad (37)$$

Анализ данных из таблицы 2 позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, в пределах погрешности, все результаты не противоречат ранее полученным значениям V , близким к -1 (см. таблицу 1). Во-вторых, все приведенные значения $V^{exp.}$ имеют один и тот же знак (если справедливо утверждение (35), то этот знак - минус), а доплеровские сдвиги для γ -линий, разряжающих относительно долгоживущие состояния со спином 4^+ , как и ожидалось, близки к нулю. Все это указывает на работоспособность предложенной методики исследования $(\nu - I)$ корреляции. В-третьих, наблюдается явная зависимость значений $V^{exp. (1)}$ от уровня, заселяемого в данной ветви распада. Так, эта величина составляет, в среднем, -0.80 ± 0.23 для уровня 4049 кэВ, -0.49 ± 0.20 для уровня 3856 кэВ, и -0.90 ± 0.23 для уровня 3445 кэВ. Такой большой разброс свидетельствует в пользу применения второй модели (разброс соответствующих ей значений $V^{exp. (2)}$, как это видно из таблицы 2, не так велик). В-четвертых, относительно большая погрешность конечных результатов обуславливается неудовлетворительной точностью, с которой известны времена жизни уровней (τ). Так, например, для γ -линии 2598 кэВ доплеровский сдвиг измерен с точностью 9%, тогда как его теоретическое значение имеет погрешность 45%, и величина эта, не учитывающая возможную некорректность модели поведения иона отдачи, обусловлена лишь большой ошибкой $\Delta\tau$. Поэтому для получения с помощью предложенной методики более достоверных результатов необходимо или уточнить значения времен τ , или вообще избежать этих модельных оценок, например, поляризуя ядра в газе или атомном пучке путем оптической накачки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная методика позволяет исследовать ядра, распадающиеся электронным захватом с образованием достаточно короткоживущих возбужденных состояний. Измеряемые при этом доплеровские сдвиги γ -линий несут в себе информацию о коэффициенте $(\nu - I)$ угловой корреляции, знаке и величине магнитного момента распадающегося ядра, а

также о поведении иона отдачи в кристаллической решетке. Следует отметить, что предложенная методика остается работоспособной и в случае $I_{0,1,1} = 1/2$, когда согласно формуле (6) традиционные измерения асимметрии γ -излучения дают тождественно нулевой результат.

Методика может быть полезной при изучении слабых и сверхтонких взаимодействий, а также при исследованиях, связанных с физикой твердого тела.

Авторы приносят благодарность Ш.Бриансон, Ш.Запарову, Е.И.Ли, И.Н.Михайлову, А.Ф.Новгородову и Ю.М.Останевичу за помощь в проведении эксперимента и в теоретической интерпретации результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. B. Schneider et al. Phys. Rev. Lett. v. 51 (1983) p. 1239.
2. F. P. Calaprice et al. Phys. Rev. Lett. v. 52 (1984) p. 337.
3. ЦВывлов и др. Изв. АН СССР, сер. физ. т. 48 (1984) с. 1809.
4. M. Burgy et al. Phys. Rev. v. 120 (1960) p. 1829.
5. M. Clark, J. Robson Can. J. Phys. v. 38 (1960) p. 693.
6. C. Christensen et al. Phys. Rev. v. C1 (1970) p. 1693.
7. Б.Г.Ерозолимский и др. ЯФ т. 12 (1970) с. 323.
8. F. P. Calaprice et al. Phys. Rev. Lett. v. 18 (1967) p. 918.
9. M. Goldhaber et al. Phys. Rev. v. 109 (1958) p. 1015.
10. I. Marklund, L. Page Nucl. Phys. v. 9 (1958) p. 244.
11. J. C. Palathigal Phys. Lett. v. 24 (1970) p. 524.
12. R. E. Tribble, G. T. Garvey. Phys. Rev. v. C12 (1975) p. 967.
13. E. T. H. Clifford et al. Proc. 4th Int. Conf. on Nuclei Far from Stability, Helsingor, 1981, p. 306.
14. E. K. Warburton et al. Phys. Rev. v. C26 (1982) p. 1186.
15. В.Г.Егоров, А.А.Солнышкин. Труды II семинара молодых ученых ОИЯИ в области экспериментальной физики, Дубна, апрель 1985 ОИЯИ P15-85-862, с. 27.
16. В.Г.Егоров. Там же, с. 11.
17. R. C. Greenwood et al. Nucl. Instr. and Meth. v. 159 (1979) p. 465; R. G. Helmer et al. Nucl. Instr. and Meth. v. 155 (1978) p. 189.
18. Table of Isotopes, 7th ed., eds. C. M. Lederer and V. S. Shirley (Wiley & sons, 1978).
19. М.К.Георгиева и др. ЭЧАЯ т. 20 (1989) с. 930.
20. G. N. Rao. Nup. Int., v. 7 (1979) p. 141.

21. "Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy", ed. K. Siegbahn (N-H, Amsterdam, 1965) v.3, ch.19(b).
22. K.S.Krane. Los Alamos Sci.Lab.Report LA-4677, 1971; Nuclear Data Tables v.11 (1973) p.407.
23. "The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy", ed. W.D.Hamilton (N.-H., Amsterdam/Oxford, 1975), ch.12-16.
24. V.N.Pavlov. Cryogenics, v.22 (1982) p.318.
25. N.M.Stewart, A.M.Shaban. Z.Phys.A, v.296 (1980) p.165.
26. W.P.Lee et al. Phys.Rev. v.C32 (1985) p.1715.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 мая 1990 года.

Егоров В.Г. и др.

Д6-90-358

Исследование спин-нейтринной угловой корреляции при распаде ориентированных ядер ^{56}Co

Разработана новая методика исследования спин-нейтринной угловой корреляции при электронном захвате, основанная на измерении доплеровских сдвигов энергии гамма-квантов, сопровождающих распад ориентированных ядер. По этой методике исследован распад ядер ^{56}Co , ориентированных магнитным полем Fe-матрицы при температуре 17 мК. Для гамма-линии 2598 кэВ получен доплеровский сдвиг $+12 \pm 1$ эВ, что позволяет сделать вывод о положительном знаке магнитного момента ядра ^{56}Co и оценить поведение иона отдачи ^{56}Fe в кристаллической решетке Fe.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1990

Egorov V.G. et al.

D6-90-358

Investigation of Spin-Neutrino Correlation in Decay of Polarized ^{56}Co Nuclei

A new method for spin-neutrino angular correlation research is developed. The method is based on the gamma-quanta Doppler shift measuring at the electron capture in polarized nuclei. The method has been applied for investigation of ^{56}Co nuclei polarized at the temperature of 17 mK in iron host. The Doppler shift of gamma-line 2598 keV was found to be $+12 \pm 1$ eV, which allows the conclusion about the positive sign of ^{56}Co nucleus magnetic moment and about the recoil ^{56}Fe behaviour in Fe host.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1990