

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ γ -КВАНТОВ В НАМАГНИЧЕННЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

В. М. Лобашев, Л. А. Попко, Л. М. Смотрицкий,
А. П. Серсбров, Э. А. Коломенский

Недавние эксперименты по исследованию лево-правой асимметрии в рассеянии γ -квантов на ориентированных электронах в ферромагнетиках [1 – 3] показали существование асимметрии $(1 - 4) \cdot 10^{-4}$, связанной с многократным рассеянием γ -квантов.

Дальнейшее изучение этого процесса показало, что большая асимметрия возникает в том случае, когда γ -квант после первого рассеяния летит вдоль направления намагниченности, причем величина результирующего эффекта *увеличивается* с расстоянием, пройденным γ -квантом в ферромагнетике.

Наиболее вероятным объяснением для этого представлялось вращение плоскости линейной поляризации γ -кванта (эффект Фарадея), которая возникает после первого рассеяния. Так как второе рассеяние является анализатором линейной поляризации, возникающей в результате первого рассеяния, то поворот плоскости поляризации, направление которого зависит от величины (\vec{B}, \vec{K}) , где \vec{B} – вектор намагниченности и \vec{K} – импульс γ -кванта после первого рассеяния, вызывает азимутальную асимметрию интенсивности второго рассеяния при перемене направления намагничивания.

Такой механизм хорошо объясняет большую часть особенностей эффекта лево-правой асимметрии [1 – 3]. Поскольку, однако, прямое наблюдение эффекта Фарадея для γ -квантов с энергией $0,1 - 0,5 \text{ Мэв}$ не производилось и величина его была неизвестна, то нами было предпринято исследование этого эффекта в установке, схематически изображенной на рисунке.

В качестве источника γ -квантов использовался изотоп ^{198}Au , испускающий γ -кванты 411 кэв . Активность применявшихся источников составляла 500 кюри . γ -кванты коллимировались в пучок сечением $10 \times 20 \text{ мм}$, который рассеивался на алюминиевом рассеивателе. γ -кванты, рассеянные под углом 90° (в одном из опытов этот угол был 60°), коллимировались и пропускались через железные либо пермаллоевые пластины, намагничиваемые в направлении распространения γ -квантов (угол между направлением намагничивания и импульсом γ -кванта изменялся от 30 до 75°). Толщина пластин также менялась.

γ -кванты, прошедшие через пластины и последующий коллиматор, рассеивались полиэтиленовым рассеивателем на угол 80° и регистрировались Ge(Li) детектором объемом 10 см^3 . Спектр и интенсивность детектируемых γ -квантов регистрировались многоканальным анализатором DIDAC-4000 в одной из подгрупп памяти анализатора, соответствующей определенному направлению намагничивания.

Направление намагничивания изменялось каждую секунду. В соответствии с направлением намагничивания переключалась подгруппа памяти, в которой производилось накопление спектра.

Чтобы исключить асимметрию в блоке памяти, соответствие между направлением намагничивания и номером подгруппы реверсировалось каждые два часа. Для анализа выбиралась часть спектра, соответствующая пику фотопоглощения рассеянных γ -квантов.

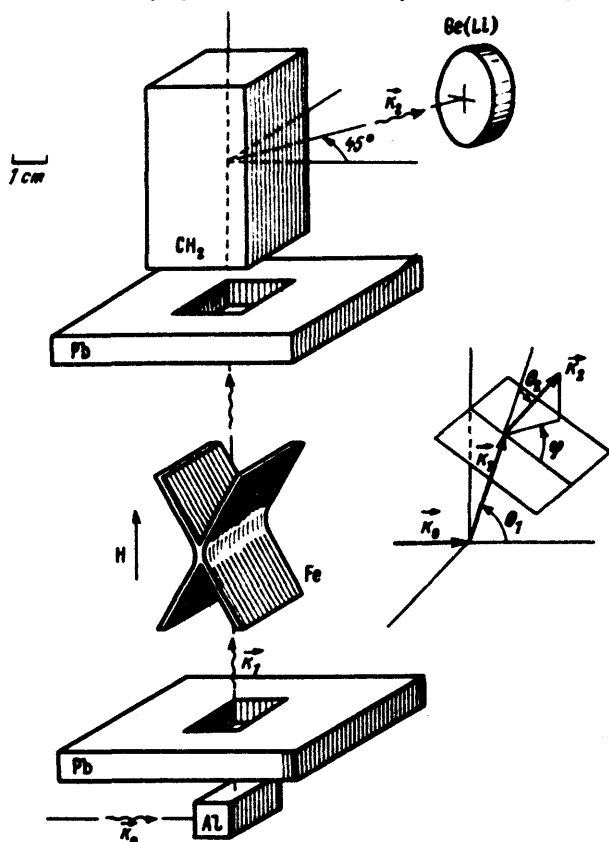


Схема установки и геометрия двукратного рассеяния. Катушки и магнитопровод, обеспечивающие намагничивание поглотителя на схеме не показаны

Так как зависимость интенсивности γ -квантов второго рассеяния от азимутального угла между направлением рассеяния и плоскостью первого рассеяния должна быть примерно пропорциональна $\cos^2 \phi$, то изменение интенсивности при перемене направления намагничивания должно быть максимально по величине и противоположно по знаку для углов $\phi = 45^\circ$ и $\phi = 135^\circ$.

В таблице дана зависимость величины δ от азимутального угла ϕ для разных углов первого рассеяния θ и для различных толщин намагниченного поглотителя.

Изменение интенсивности при перемене направления намагничивания при двукратном рассеянии γ -кванта в геометрии, показанной на рисунке, может быть записано в виде:

$$\delta = 4\ell \frac{(\vec{B}, \vec{k}_1)}{|\vec{B}| |\vec{k}_1|} \frac{B_{\text{эксп}}}{B_{\text{насыщ}}} f(k_0, \theta_1, \theta_2, \phi) \sin 2\phi \Delta\alpha;$$

Результаты измерений поворота плоскости поляризации

k_1 , кэв, θ_1 , град	ϕ , град	(B, \hat{k}_1) , град	B , кГц, материал	l , см	$\delta \cdot 10^3$ ¹⁾	$\Delta\alpha \cdot 10^3$, рад
90° 228 кэв	45	30	20,5 – Fe	0,2	2,09 ± 0,17	5,05 ± 0,45
	45	30	16,6 – Fe	0,4	2,67 ± 0,10	3,96 ± 0,15
	45	30	16,6 – Fe	0,8	6,05 ± 0,24	4,46 ± 0,15
	45	30	18,0 – Fe	0,8	6,18 ± 0,46	4,23 ± 0,30
	45	30	13,5 – Пермал	0,4	2,22 ± 0,22	4,02 ± 0,40
	45	30	7,5 – Пермал	0,4	1,86 ± 0,27	6,05 ± 0,90
	45	75	20,0 – Fe	0,42	0,98 ± 0,22	3,93 ± 0,80
						Ср. взвешенное 4,25 ± 0,16 ²⁾
60° 294 кэв	45	30	10,5 – Fe	0,8	2,34 ± 0,29	4,02 ± 0,50
	45	30	16,2 – Fe	0,8	4,25 ± 0,23	4,37 ± 0,25
	45	30	12,5 – Fe	1,2	5,65 ± 0,28	5,12 ± 0,20
	135	30	12,5 – Fe	1,2	6,07 ± 0,39	5,54 ± 0,35
	45	30	5,9 – Пермал	0,8	1,1 ± 0,32	3,58 ± 1,00
	90	30	12,5 – Fe	1,2	0,39 ± 0,24	–
						Ср. взвешенное ²⁾ 4,70 ± 0,30

¹⁾ В результат внесена поправка на фон ($\sim 5 \div 15^\circ$).

²⁾ $\Delta\alpha$ вычислялось согласно формуле (1). Ошибка учитывает "scale factor".

$$f(k_0, \theta_1, \theta_2, \phi) = \left[\frac{1}{\sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2} \left(\frac{k_1}{k_2} + \frac{k_2}{k_1} - \sin^2 \theta_2 \right) \left(\frac{k_0}{k_1} + \frac{k_1}{k_0} - \sin^2 \theta_1 \right) + \cos 2\phi \right]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $k_0, k_1, k_2, \theta_1, \theta_2, \phi$ — импульсы и углы рассеяния в соответствии с рисунком; l — длина пути γ -кванта в металле; $\Delta\alpha$ — угол поворота плоскости поляризации при прохождении линейно-поляризованным γ -квантом 1 см намагниченного ферромагнетика.

Отсюда, объединяя результаты из таблицы для $E_\gamma = 230$ кэв, получаем $\Delta\alpha = (4,25 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$ рад и для $E_\gamma = 290$ кэв $\Delta\alpha = (4,70 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ при $B_{\text{нас}} = 21,5$ кГс.

Механизм обнаруженного эффекта не может быть объяснен большей частью процессов которые определяют оптический эффект Фарадея в ферромагнетиках, так как зависимость угла вращения на единицу длины пути для них зависит от энергии γ -квантов как $1/E_\gamma^2$, т. е. слишком быстро убывает с энергией γ -квантов.

После выполнения экспериментов, описанных в настоящей работе, Г.В.Фроловым было произведено исследование возможных эффектов для жестких γ -квантов. Г.В.Фроловым был рассмотрен вклад спиновозависимой части радиационных поправок к комптоновскому рассеянию в амплитуду рассеяния вперед, которая определяет эффективный коэффициент преломления для γ -квантов.

При наличии поляризованных электронов в среде присутствие такого когерентного взаимодействия приводит к вращению плоскости поляризации γ -кванта при распространении вдоль направления поляризации, т. е. намагниченности ферромагнетика.

Угол вращения на 1 см пути γ -кванта в намагниченном до насыщения железе составляет для γ -квантов 230 и 290 кэв $4,18 \cdot 10^{-3}$ рад и $4,77 \cdot 10^{-3}$ рад соответственно.

Эти цифры удовлетворительно согласуются с результатами, собранными в таблице.

Результаты этих экспериментов докладывались на семинаре Объединенного Института Ядерных Исследований 8 июня 1971 года.

В заключение авторы выражают благодарность Г.И.Харкевичу за проведение ряда расчетов, Г.В.Фролову за сообщение результатов расчета до публикации, В.А.Назаренко за помощь в проведении экспериментов и многим другим за многочисленные обсуждения.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

3 августа 1971 г.

Литература

- [1] P. Vock. Phys. Lett., 30B 628, 1969.
- [2] P. Vock. Lett. Nuovo Cim., 1(2), 157, 1971.
- [3] В.М.Лобашев, Л.М.Смотрницкий. Препринт ФТИ-342, 1971.
- [4] F.L.Hogan. Rev. Mod. Phys., 25, 253, 1953.