

## ЭЛЕКТРОМАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ФЕРРИТЕ-ГРАНАТЕ ИТТРИЯ $Y_3Fe_5O_{12}$

Б.Б.Кричевцов, Р.В.Писарев, А.Г.Селицкий

Обнаружен поворот плоскости поляризации света в иттриевом феррите-гранате (ИФГ) при приложении к кристаллу вдоль направления распространения света магнитного и электрического поля (электромагнитооптический эффект). Эффект нечетен по магнитному полю и четен и квадратичен по электрическому полю.

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект был впервые экспериментально обнаружен в 1960 г. в антиферромагнетике  $Ct_2O_3$ <sup>1</sup>, а впоследствии во многих других материала (см. подборку публикаций в<sup>2</sup>). Все проведенные к настоящему времени исследования МЭ эффекта были выполнены в низкочастотном или радиочастотном диапазонах, и имеется только одно сообщение о наблюдении линейного МЭ эффекта в  $Ct_2O_3$  на оптической длине волны  $\lambda=0,6328$  мкм<sup>3</sup>. По нашему мнению, распространение МЭ исследований на оптический диапазон представляет интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точки зрения, поскольку при оптических исследованиях можно глубже понять природу МЭ эффекта. Можно ожидать существенного резонансного увеличения эффекта в области электронных переходов и вблизи края фундаментального поглощения. Путем выбора частоты измерения можно надеяться разделить вклады в МЭ эффект от различных магнитных подрешеток, что невозможно в низкочастотном и в радиочастотном диапазонах. Эти соображения послужили основой для постановки данной работы по изучению МЭ эффекта в оптическом диапазоне в иттриевом феррите-гранате  $Y_3Fe_5O_{12}$  (ИФГ). Поскольку ферриты-гранаты обладают достаточно большим магнитооптическим эффектом Фарадея ( $\alpha^F \sim 10^2 - 10^3$  град/см), а современные поляризметрические методы<sup>4</sup> позволяют с высокой чувствительностью и точностью измерять поворот плоскости поляризации, в работе мы исследовали электромагнитооптическую восприимчивость, проявляющуюся в изменениях эффекта Фарадея при приложении к кристаллу электрического поля.

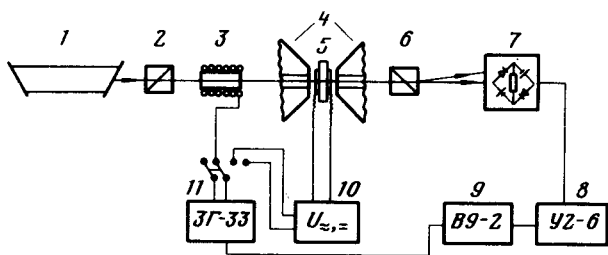


Рис. 1. Схема установки для измерения электромагнитооптического эффекта

Схема эксперимента показана на рис. 1. Оптическая часть содержала гелий-неоновый лазер ЛГ-126 – 1, поляризатор – 2, калибровочный фарадеевский элемент – 3, измеряемый кристалл – 5, расположенный в магните – 4, анализатор (светоделительная призма) – 6. Балансная схема регистрации сигнала – 7 включала два фотоприемника, сигнал усиливался узкополосным усилителем – 8 и измерялся синхронным детектором – 9. Образец находился в зазоре электромагнита – 4, как магнитное, так и электрическое поле прикладывались в направлении распространения света  $K \parallel H \parallel E$ . Электрическое поле прикладывалось к полупрозрачным электродам. Специальная схема – 10 позволяла прикладывать к образцу постоянное (до 1,1 кВ) и переменное (до 2 кВ) электрическое поле отдельно или одновременно. Образцы  $Y_3Fe_5O_{12}$  имели форму плоскопараллельных пластинок типа (100), (111) и (110) толщиной от 50 до 800 мкм. Чувствительность установки к изменениям поворота плоскости поляризации ограничивалась шумами источника света и при благоприятных условиях составляла  $\Delta\alpha = \pm 0,05''$ . Измерения были проведены при комнатной температуре  $T=295$  К.

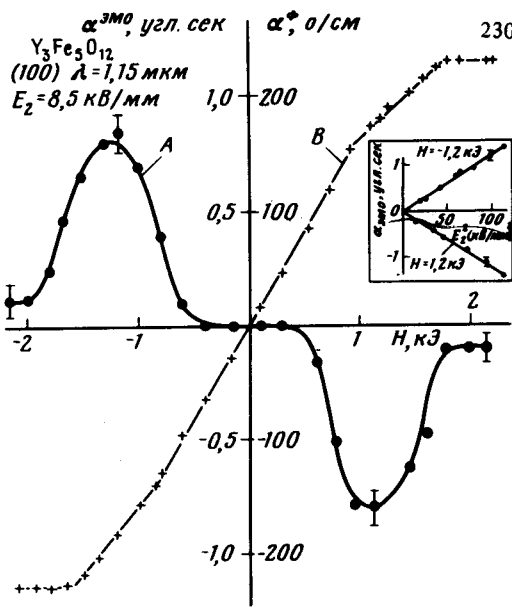


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость  $\alpha^{\text{ЭМО}}$  для кристалла толщиной 248 мкм на второй гармонике от величины магнитного поля (кривая А). Кривая В – полевая зависимость эффекта Фарадея. На вставке – зависимость  $\alpha^{\text{ЭМО}}$  от  $E_2^2$  для двух значений магнитного поля

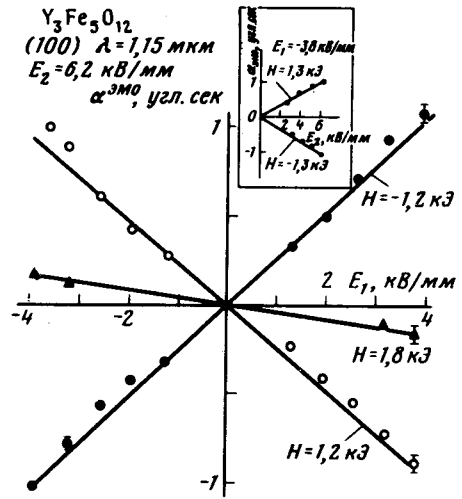


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость  $\alpha^{\text{ЭМО}}$  для кристалла толщиной 248 мкм на первой гармонике от  $E_1$  при различных значениях магнитного поля. На вставке – зависимость  $\alpha^{\text{ЭМО}}$  от  $E_2$  при  $E_1 = -3,8$  кВ/мм для двух значений магнитного поля

В неупорядоченной области структура ИФГ описывается точечной группой  $m\bar{3}m1'$ , ниже температуры  $T = 559$  К его магнитная структура определяется направлением и величиной внешнего магнитного поля<sup>5</sup>. Так как структура граната является центросимметричной, в отличие от  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , линейный МЭ эффект в ферритах-гранатах запрещен и могут иметь место только эффекты второго и более высокого четного порядка по электрическому полю. Как и в случае низкочастотного МЭ эффекта<sup>5</sup>, при приложении к кристаллу постоянного и переменного электрического поля можно ожидать следующие изменения эффекта Фарадея:

$$\delta\alpha^{\text{ЭМО}} = \beta^{\text{ЭМО}} (E_1 + E_2 \sin \omega t)^2 = \beta^{\text{ЭМО}} \left( E_1^2 + \frac{E_2^2}{2} + 2E_1E_2 \sin \omega t - \frac{E_2^2}{2} \cos 2\omega \right). \quad (1)^1$$

Таким образом при соответствующем выборе условий возможно появление электромагнитооптического сигнала как на первой, так и на второй гармонике переменного электрического поля.

Результаты экспериментального исследования пластинки ИФГ типа (100) толщиной 248 мкм в переменном электрическом поле показаны на рис. 2. Сигнал (кривая А) наблюдался на второй гармонике поля. Характерным является смена фазы сигнала при изменении знака намагничивающего поля. Этот результат свидетельствует о том, что наблюдаемый эффект является нечетным по намагниченности и четным по внешнему электрическому полю. На этом же ри-

<sup>1</sup>) Поскольку эффект Фарадея пропорционален намагниченности  $m$ , т.е.  $\alpha^{\text{Ф}} = At$ , выражение для  $\beta^{\text{ЭМО}}$  можно записать в виде:  $\beta^{\text{ЭМО}} = (\partial^2 A / \partial E^2) m + A\beta^{\text{МЭ}}$ , где  $A$  – магнитооптический коэффициент,  $\beta^{\text{МЭ}}$  – магнитоэлектрический коэффициент.

сунке приведена полевая зависимость эффекта Фарадея (кривая *B*). Показанная на вставке зависимость величины сигнала (при двух значениях магнитного поля) от квадрата электрического поля оказывается линейной.

Следует отметить, что электромагнитооптический сигнал наблюдается также при значениях поля выше магнитного насыщения, т.е. в области, где МЭ эффект отсутствовал при измерениях на низких частотах. Этот результат свидетельствует о том, что в оптической области имеется дополнительный механизм электромагнитооптического взаимодействия. При насыщении кристалла по оси [001] его магнитная симметрия ( $4\bar{m}mm$ ) допускает магнитоэлектрическое взаимодействие типа ( $HE^2$ ).

Другие эксперименты были проведены при одновременном приложении к кристаллу постоянного и переменного электрических полей. В этих условиях, согласно (1), ожидается появление сигнала на первой гармонике переменного электрического поля. Такой сигнал действительно был обнаружен и в согласии с (1), его величина линейно зависела от постоянного  $E_1$  и переменного  $E_2$  электрических полей, включая смену знака фазы сигнала при смене знака постоянного электрического поля (рис. 3). Смена фазы сигнала наблюдалась также при изменении направления магнитного поля. Зависимость величины сигнала от магнитного поля при постоянных значениях  $E_1$  и  $E_2$  аналогична кривой *A* на рис. 2.

Используя результаты двух типов экспериментов были определены электромагнитооптические коэффициенты для ИФГ на длине волны 1,15 мкм и  $H=1,2$  кЭ, которые в обоих случаях оказались одинаковыми и равными  $1,2 \cdot 10^{-14}$  град  $\cdot$  м/ $V^2$ . Если предположить, что электромагнитооптический эффект полностью определяется магнитоэлектрическим, то зная намагниченность насыщения ИФГ и величину эффекта Фарадея можно определить магнитоэлектрический коэффициент, который оказался равным  $-8,1 \cdot 10^{-20}$  Вб/ $V^2$  (или  $-1,4 \cdot 10^{-6}$  в гауссовой системе единиц), что немного превышает значение  $\beta^{M3}$  приведенное в <sup>5</sup>.

Основной результат настоящей работы состоит в обнаружении поворота плоскости поляризации света в ИФГ, вызванным одновременным воздействием на кристалл магнитного и электрического поля. Физическая природа этого явления определяется как магнитоэлектрическим эффектом, так и некоторым дополнительным механизмом, связанным, по-видимому, с изменениями магнитооптических коэффициентов в электрическом поле.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Г.А.Смоленскому, Е.Г.Пашенко, А.И.Соколову за интерес к работе, а также М.В.Красиньковой за помощь в напылении прозрачных электродов.

#### Литература

1. Астров Д.Н. ЖЭТФ, 1960, 38, 984; 1961, 40, 1035.
2. Magnetoelectrical Interaction Phenomena in Crystals, edited by A.J.Freeman and H.Schmid, Gordon and Breach, London, 1975.
3. O'Dell T.H., White E.A.D. Phil. Mag., 1980, 22, 649.
4. Занасский В.С. ЖПС, 1982, 37, 181.
5. Mercier M. Ссылка <sup>2</sup>, стр. 99.