

© 1992

## ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ И ДИНАМИКА МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ В ГОЛЬМИЕВОМ ФЕРРИТЕ-ГРАНАТЕ В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В. В. Дружинин, А. И. Павловский, О. М. Таценко,  
А. С. Лагутин, В. В. Платонов*

Измерения эффекта Фарадея и коэффициента поглощения излучения с  $\lambda = 1.151$  мкм в  $\text{Ho}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в импульсных магнитных полях до 350 Тл выявили скачкообразную переориентацию магнитных моментов  $\text{Ho}^{3+}$  — резонансный эффект Фарадея в области полей 15—19 Тл — и подтвердили теоретическую картину расщепления моментов в полях свыше 150 Тл.

Исследованию свойств ферритов-гранатов с редкоземельными ионами в последние годы посвящено большое число статей [1–3]. Интерес к этим соединениям вызван сложностью магнитной структуры этих соединений (семь магнитных подрешеток, реагирующих на поля до 10—30 Тл), сильной зависимостью магнитных и оптических свойств от величины поля и концентрации состава. При этом обнаружены скачки намагниченности, аномалии магнитной проницаемости, необычные резонансные особенности в области СВЧ-излучения [3, 4]. Цель данной работы состоит в определении поведения магнитной структуры в полях порядка больших полей опрокидывания на примере  $\text{Ho}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .

Эффект Фарадея и коэффициент поглощения измерялись в направлении оси  $C_3$  ([111]) на образце толщиной  $l = 0.14$  см. Температура  $T = 77$  К, длина волны  $\lambda = 1.151$  мкм. Импульсные поля создавались в кумулятивном генераторе сверхсильных полей МК-1 [5] и достигали в опыте 350 Тл. Наличие криостата уменьшило величину предельного поля, которое без него достигает 1000 Тл. Измерение поля проводилось с помощью эффекта Фарадея на флинте ТФ-5, а также с помощью индукционных датчиков. На рис. 1 представлены осциллограмма эффекта Фарадея (анализатор был повернут по отношению к поляризатору на угол  $\theta_0 = -45^\circ$ ), а также зависимость от времени интенсивности прошедшего через образец излучения. Там же дана временная зависимость индукции магнитного поля  $B(t)$ .

Анализ полученных результатов основан, с одной стороны, на многочисленных экспериментальных исследованиях образцов этого типа  $\text{Ho}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ,  $x = 0.1—0.8$  [1, 2] в сравнительно слабых полях до 20 Тл, а с другой стороны, на теоретических представлениях, которые достаточно хорошо как с феноменологических, так и с микроскопических позиций объясняют эти исследования [6–8]. Известно, что в  $\text{Ho}_x\text{Y}_{3-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при  $x < 0.9$  магнитная структура состоит из семи подрешеток: суммарная подрешетка из ионов железа (окто- и тетрапозиции) и шесть подрешеток из ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , образующих зонтичную структуру. В силу квазииньговской структуры спектра ионов  $\text{Ho}^{3+}$  (в основном состоянии имеются два близко расположенных уровня с эффективными проекциями  $M = \pm 8$ ) зонтичная структура состоит из шести векторов, ориентированных в отрицательном направлении осей  $ox$ ,  $oy$ ,  $oz$  (оси  $C_4$  кристалла), тогда как момент ионов железа  $M(\text{Fe})$  направлен вдоль оси  $C_3$  в первом октанте. Увеличивающееся внешнее магнитное поле вдоль оси  $C_3$  фактически ослабляет обменное молеку-

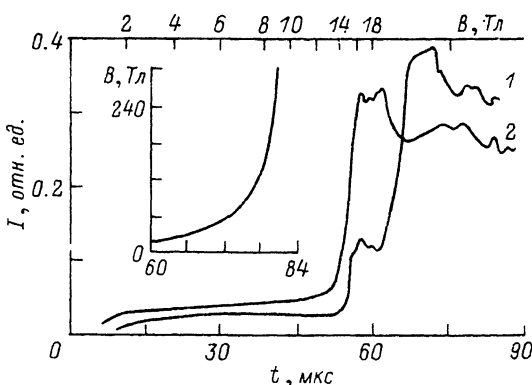


Рис. 1. Осциллограммы эффекта Фарадея (1) и интенсивности прошедшего через образец излучения (2).

На верхней шкале указана индукция поля до 18 Тл. На вставке — индукция поля  $B$  (1),  $t$  — в мкс.

лярное поле Fe—Ho, действующее на моменты  $M$  (Ho) и составляющее  $B_{\text{мол}} \approx 12.5$  Тл. Для образца состава  $\text{Ho}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в полях  $B_1 = 3.5$ ,  $B_2 = 7.5$  и  $B_3 = 19$  Тл происходит последовательная «переброска» векторов  $M$  ( $\text{Ho}^{3+}$ ) на  $180^\circ$ , что сопровождается скачками намагниченности

$\Delta M \approx 1.32 \mu_B$ , т. е. последовательность суммарных магнитных моментов на структурную ячейку кристалла следующая (в  $\mu_B$ ):  $M_0 = 1.04$ ,  $M_1 = 3.68$ ,  $M_2 = 6.32$ ,  $M_3 = 8.96$ . На самом деле картина немного искажается из-за магнитного эффекта Яна—Теллера в области скачков, но количественно это не сильно меняет картину.

Эффект Фарадея в  $\text{Ho}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  можно представить в виде трех основных вкладов:  $\theta_m$  — магнитное вращение плоскости поляризации, обусловленное ионами железа и гольмия;  $\theta_d$  — диамагнитная часть, обусловленная немагнитными и магнитными ионами;  $\theta_p$  — резонансный вклад, вызванный сдвигом уровней ионов  $\text{Ho}^{3+}$  и происхождением одним из них через энергетическую полосу, соответствующую частоте излучения. То, что надо учитывать  $\theta_p$ , следует из следующих рассуждений: энергия кванта с  $\lambda = 1.15$  мкм равна  $E = 8695 \text{ см}^{-1}$ . Константа спин-орбитального взаимодействия  $\lambda$  ( $V_{so} = \lambda LS$ ) в  $\text{Ho}^{3+}$  равна  $625 \text{ см}^{-1}$  [6], т. е. расстояние между уровнями  $E(^5I_6) - E(^5I_8) = 9375 \text{ см}^{-1}$ . Расщепление уровней в кристаллическом поле порядка  $560 - 600 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует типичным значениям, может привести к сближению этих величин. Сдвиг во внешнем поле  $B \approx 20$  Тл достигает  $\Delta E \approx 70 \text{ см}^{-1}$ . Таким образом, в интервале полей  $B = 15 \div 19$  Тл возможно резонансное поглощение излучения между подуровнями состояний  $^5I_8$  и  $^5I_6$ . В работе [9] в  $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  также фиксировалось наличие двух пиков поглощения излучения с  $\lambda = 1.15$  мкм при нарастании поля до 16 Тл, причем с уменьшением температуры от 300 до 105 К коэффициенты поглощения возрастали. При этом на самом эффекте Фарадея при 90 К в  $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  не наблюдается [9] каких-либо аномалий при увеличении поля до 16 Тл. В поле 15 Тл удельное вращение в  $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  составило  $\alpha \approx 660$  град/см. Тем не менее проявление заметного резонансного вращения в  $\text{Ho}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  возможно за счет более низкой температуры, сужения ширины уровней  $\text{Ho}^{3+}$  и уменьшения удельного вращения  $\alpha_m$ . При дальнейшей интерпретации эффекта Фарадея мы исходим из этой возможности. Как видно из рис. 1,  $\text{Ho}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  в поле  $B \approx 15$  Тл происходит увеличение пропускания излучения, а в полях 18—20 Тл, наоборот, увеличение поглощения.

Таким образом, интерпретация полевой зависимости эффекта Фарадея основана на трех основных вкладах  $\alpha = \alpha_m + \alpha_p + \alpha_d$ , где  $\alpha_m$ ,  $\alpha_p$ ,  $\alpha_d$  — соответствующие удельные вращения плоскости поляризации. При этом  $\alpha_m > 0$ ,  $\alpha_p < 0$ ,  $\alpha_d > 0$ ;  $\alpha_m$  состоит из двух вкладов  $\alpha_m = \alpha_m(\text{Fe}) - \alpha_m(\text{Ho})$ ,  $\alpha_m(\text{Fe})$  определяется из эффекта Фарадея в YIG [10]. При 77 К и  $\lambda = 1.15$  мкм  $\alpha_m$  составляет 310 град/см и положительно. Эта величина действует и в исследуемом соединении  $\text{Ho}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .

В  $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  удельное вращение составляет при 77 К  $\alpha_m = 370$  град/см [9], а так как вектор намагниченности железа направлен против результирующего молекулярного поля, то на Ho-подрешетку придается  $\alpha_m(\text{Ho}^{3+} \text{ в } \text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}) =$

Рис. 2. Полевая зависимость угла поворота плоскости поляризации от поля в  $\text{Ho}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ .

1 — магнитный вклад, 2 — резонансный вклад, 3 —  $\theta = \theta_M + \theta_p + \theta_d$ .

= 680 град/см. Поскольку в  $\text{Ho}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в  $3/0.7 = 4.3$  раза меньше, то  $\alpha_M$  ( $\text{Ho}^{3+}$  в  $\text{Ho}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ )  $\approx 158$  град/см. Таким образом, начальное удельное вращение в нашем случае составляет  $\alpha_M = \alpha_M(\text{Fe}) - \alpha_M(\text{Ho}) = 152$  град/см, что при

толщине образца  $l = 0.14$  см дает угол поворота  $22^\circ$ . В поле  $B = 3.5$  Тл происходит первый перебор моментов  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\alpha_M(\text{Ho})$  уменьшается до 53 град/см и  $\alpha_M = 258$  град/см. В поле  $B = 7.5$  Тл происходит второй перебор моментов  $\text{Ho}^{3+}$  и  $\alpha_M = 310 + 52 = 362$  град/см. В поле  $B = 19$  Тл происходит окончательная переориентация зонтичной структуры моментов  $\text{Ho}^{3+}$  в направлении внешнего поля (и направления моментов  $\text{Fe}^{2+}$ ) и  $\alpha_M = 462$  град/см. В промежуточных полях намагниченность меняется слабо и  $\theta_M = \alpha_M(H)l$  проявляет ступенчатый характер: 22, 36, 50 и  $64^\circ$  (рис. 2). На эту зависимость накладывается резонансное вращение  $\theta_p = \alpha_p(B)l$ , которое имеет, по нашему предположению, отрицательный знак и достигает максимума в области сильного поглощения при 18—20 Тл. При этом  $\theta_{p \text{ max}} \approx -30^\circ$  ( $\alpha_{p \text{ max}} \approx -214$  град/см), как показано на рис. 2. Это приводит к немонотонной зависимости общего угла поворота  $\theta(B) = \theta_M + \theta_p$ , что проявляется в колебаниях  $\theta$  в пределах от 0 до  $45^\circ$ . Поскольку плоскость пропускания анализатора повернута на  $\theta_0 = -45^\circ$  и в поле  $B = 20$  Тл проявляется минимум пропускания, то  $\theta_p = -23^\circ$ . Вклад общего диамагнитного эффекта Фарадея при типичном значении константы Верде  $V = 0.004$  мин/см $\cdot$ Э в поле 19 Тл составляет  $\theta_d < 2^\circ$ , что также надо учитывать. На рис. 2 дано  $\theta(B)$  с учетом всех трех вкладов. Общая картина расчетной и экспериментальной (обработанной с учетом поглощения) зависимости эффекта Фарадея от поля приведена на рис. 3, из которого видно их близкое совпадение.

При дальнейшем увеличении поля при  $B = 48$  Тл наблюдается максимум пропускания в эффекте Фарадея, т. е. угол поворота плоскости поляризации достигает  $\theta = 135^\circ$ . Эта величина получается из следующих вкладов:  $\theta_d = 5^\circ$ ,  $\theta_M$  увеличивается за счет расслоения конусов. В поле  $B = 19$  Тл имеются два одинаковых конуса из моментов шести неэквивалентных подрешеток с углом отклонения от  $[111]$   $\varphi = 54.7^\circ$ . При увеличении поля, согласно теоретическим расчетам [8], один конус из трех моментов имеет  $\varphi_1 = 4^\circ$ , другой  $\varphi_2 = 15^\circ$ , т. е. удельное вращение  $\alpha_M$  должно возрасти до  $\alpha_M = 310 + 258 = 568$  град/см, что дает  $\theta_M = 80^\circ$ . По-видимому, недостающие  $50^\circ$  обусловлены вкладом  $\theta_p$ , который в этих полях становится положительным.  $\theta_p$  обусловлено так называемым частотно-независимым вкладом (если учитывать только

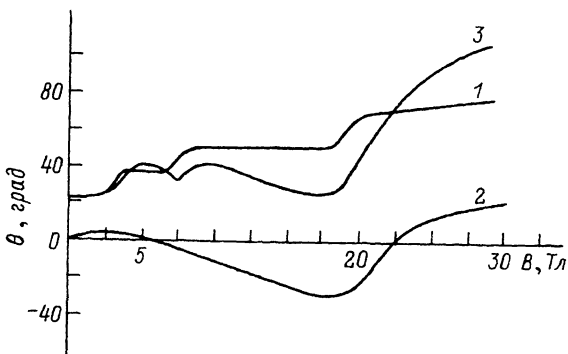
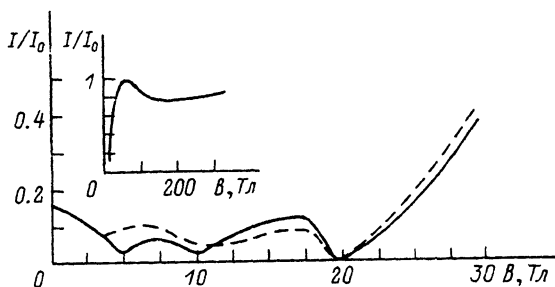


Рис. 3. Теоретическая (сплошная линия) и экспериментальная (штриховая линия) осциллограммы эффекта Фарадея в  $\text{Ho}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  без учета поглощения излучения ( $I_0 = \text{const}$ ).

На вставке — экспериментальное значение  $I/I_0$  в сверхсильном поле.



оптические и ультрафиолетовые собственные частоты) [11]. В  $\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  при  $\lambda \approx 3.6$  мкм и при  $T = 290$  К этот вклад составляет  $\alpha_p \approx 60$  град/см и возрастает с уменьшением  $T$  и  $\lambda$ . Возрастание в четыре раза в условиях резонанса вполне возможно, т. е.  $\alpha_p = \pm 240$  град/см, что дает  $\theta_p \approx \pm 30^\circ$ , что укладывается в оценки вышеприведенного расчета. Вращение  $\alpha_p$  обусловлено магнитодипольными переходами и имеет вид  $\alpha_p = -aB/(\omega(B)^2 - \omega^2)$ , где  $a = 2\pi n g^2 \mu_B^2 \omega^2 N \bar{M} / c \hbar$  ( $n$  — показатель преломления,  $N$  — число ионов  $1 \text{ см}^3$ ). В поле  $B \approx 15$  Тл  $\omega(B) > \omega$  (рис. 1) и  $\alpha_p < 0$ . Если  $\omega^2(B) \approx g^2 \mu^2 B^2 \gg \omega^2$ ,  $\bar{M} = J$ , то  $\alpha_p = -2\pi n g^2 \mu^2 J / c \hbar \approx -225$  град/см. Эти оценки подтверждают правильность приведенного выше анализа.

В мегагауссных полях вращение практически отсутствует, что можно объяснить компенсацией  $\alpha_d > 0$  и  $\alpha_p < 0$ . В поле  $B = 300$  Тл  $\theta_d = 28^\circ$ .

#### Список литературы

- [1] Белов К. П., Звездин А. К., Надомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979.
- [2] Силантьев В. И., Попов А. И., Левитин Р. З., Звездин А. К. // ЖЭТФ. 1990. Т. 78. № 2. С. 640—646.
- [3] Лагутин А. С. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 1. С. 336—340.
- [4] Лагутин А. С., Попов А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. № 2. С. 90—93.
- [5] Павловский А. И., Колокольчиков Н. П., Долотенко Н. И., Быков А. И. // ПТЭ. 1979. № 5. С. 195—198.
- [6] Звездин А. К., Мухин А. А., Попов А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. № 5. С. 267—271.
- [7] Бабушкин Г. А., Звездин А. К., Левитин Р. З., Попов А. И. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 5. С. 1952—1966.
- [8] Бабушкин Г. А., Дружинина Р. Ф., Шкарубский В. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 8. С. 2534—2536.
- [9] Валиев У. В. // Автореф. канд. дис. М.: МГУ, 1981.
- [10] Писарев Р. В. // Сб. Физика магнитных диэлектриков. Л.: Наука, 1974.
- [11] Кринчик Г. С. Физика магнитных явлений. М.: МГУ, 1976.

Всесоюзный научно-исследовательский институт  
экспериментальной физики  
Арзамас

Поступило в Редакцию  
9 июля 1992 г.