

УДК 538.61

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА РЕШЕТКАХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ В КРИСТАЛЛАХ ФЕРРИТОВ- ГРАНАТОВ

А. М. Морозов, Д. И. Семенцов

Приводятся результаты экспериментального изучения магнитооптической дифракции света на структуре цилиндрических магнитных доменов. Показано, что распределение интенсивности и поляризации светового поля в дифракционных максимумах существенным образом зависит от параметров гексагональной доменной решетки, меняющихся во внешнем магнитном поле. Полученные результаты хорошо согласуются с данными теоретического анализа [1, 2].

Среди монокристаллических ЦМД-материалов, пригодных для проведения экспериментального исследования магнитооптической дифракции (МОД), наибольший практический интерес представляют пленки ферритов-гранатов [3, 4]. Дифракцию света на гексагональных ЦМД-решетках наблюдали авторы работ [4, 5] — в гранатовых пленках и [6] — монокристаллических пластинках ортоферрита. Сравнение экспериментальных данных с теорией в указанных работах либо не проводилось, либо проводилось лишь качественное, основанное на соотношениях, не учитывающих магнитооптический характер дифракции на ЦМД.

В настоящей работе проводится экспериментальное изучение пространственной и поляризационной структуры лазерного излучения, дифрагировавшего на гексагональной ЦМД-решетке, реализуемой в эпитаксиальной пленке примерного состава $Y_2ViFe_{3,8}Ga_{1,2}O_{12}$, и сравнение полученных данных с теоретическими [1, 2]. Образец и доменная структура имели следующие параметры: намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 160$ Гс, поле одноосной анизотропии $H_K \sim 10^3$ Э, толщина пленки $L = 8,4$ мкм, средний диаметр равновесных ЦМД (при $H_{\perp} = 0$) $d \sim 8$ мкм, удельное фарадеевское вращение $\theta_F = 1,8 \cdot 10^4$ град/см и коэффициент поглощения $\alpha = 770$ см⁻¹ (на $\lambda = 0,63$ мкм). Параметр качества $q = H_K/4\pi M_0$ для исследуемого образца больше единицы, что указывает на стабильность ЦМД-структуры в нем.

Визуальное наблюдение ЦМД-структуры и соответствующих дифракционных спектров с помощью поляризационного микроскопа подтвердило существенную зависимость их параметров от величины внешнего магнитного поля [5, 6]. При этом характер дифракционного спектра оказывается в явной зависимости от соотношения между параметром решетки и диаметром цилиндрического домена — a/d . На рис. 1а, б, в для трех значений поля смещения ($H_{\perp} = -40$ Э, 0 и 65 Э) показано сопровождающее перестройку доменной структуры ($a/d = 1,25, 1,35$ и 2,78) изменение характера дифракционного спектра (для получения более четкого изображения дифракционных максимумов высших порядков снимки при фотообработке передерживались). Увеличение поля смещения сопровождается последовательным изменением интенсивности дифракционных максимумов вплоть до полного исчезновения некоторых из них и перераспределения интенсивности между другими. Так,

при $H_{\perp} = -40 \text{ Э}$ в поле фотокадра присутствуют все дифракционные порядки, тогда как при $H_{\perp} = 0$ в дифракционной картине наблюдается отсутствие максимумов четвертого порядка. При $H_{\perp} = 65 \text{ Э}$ отмечается отсутствие высших порядков с $n = 11$. Подобный характер зависимости спектра дифракции от поля смещения находится в хорошем согласии с результатами работ [1, 2], где были получены следующие выражения, описывающие распределение интенсивности светового поля при дифракции лазерного излучения на гексагональной ЦМД-решетке:

$$I(x, y) = E_0^2 \exp(-\alpha L) (T_{xx}^2 + T_{xy}^2). \quad (1)$$

Здесь распределение светового поля с поляризацией падающего излучения дается выражением

$$T_{xx} = (\lambda z / \pi^2 xy) \cos \theta_F L \times \sin(\pi L_1 x / \lambda z) \sin(\pi L_2 y / \lambda z), \quad (2)$$

а поля с ортогональной поляризацией —

$$T_{xy} = (r_s / \rho) \sin \theta_F L [J_1(2\pi r_s \rho / \lambda z) - (d / r_s) J_1(\pi d \rho / \lambda z)] F, \quad (3)$$

$$F = \sin[\pi N_1 (x / \sqrt{3} + y) / b] \times \sin(2\pi N_2 x / \sqrt{3} b) / \sin[\pi (x / \sqrt{3} + y) / b] \sin(2\pi x / \sqrt{3} b).$$

В приведенных выражениях введены следующие обозначения: $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, где x и y — координаты в плоскости наблюдения, z — расстояние от образца до плоскости наблюдения, $r_s = (\sqrt{3}/2\pi)^{1/2} a$, $b = 2\lambda z / \sqrt{3} a$ — параметр гексагональной решетки, образуемой дифракционными рефлексами в плоскости наблюдения, L_1 и L_2 — размеры образца, $N_1 \times N_2$ — число доменов в решетке.

На рис. 2 представлены зависимости интенсивностей различных дифракционных максимумов от параметра a/d , рассчитанные на основе приведенных выше соотношений. Как следует из полученных зависимостей, обращение в нуль I_4 должно наблюдаться при $a/d = 1,354$ (и 2,552 в области изменения a/d от 1,0 до 3,5), а I_{11} — при $a/d = 2,767$ (и 1,406, 1,675). При $a/d = 1,25$ все первые порядки дифракции имеют отличную от нуля интенсивность. Эти данные соответствуют иллюстрируемому на предыдущих фотоснимках наблюдениям дифракционного спектра. На кривую I нанесены также экспериментальные точки, соответствующие изменению светового поля в первом порядке дифракции при перестройке доменной структуры. Для их получения вначале сни-

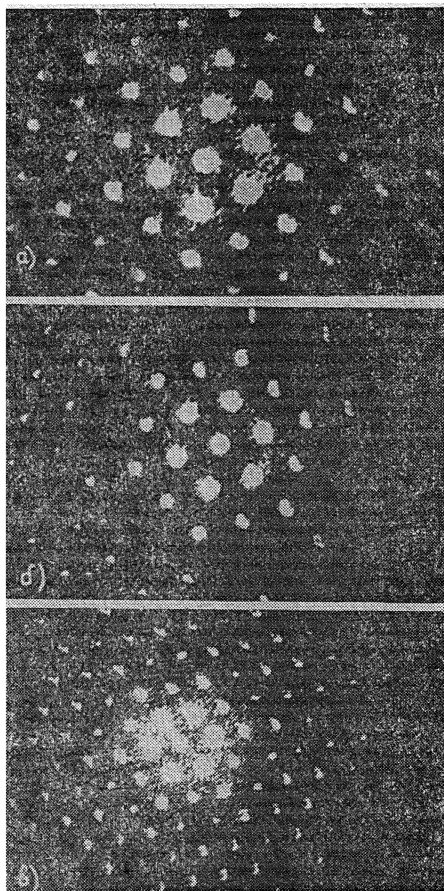


Рис. 1 Изменение дифракционного спектра при перестройке решетки ЦМД во внешнем магнитном поле; а), б), в): $H_{\perp} = -40 \text{ Э}, 0,65 \text{ Э}$; $a/d = 1,25; 1,35; 2,78$.

малась зависимость параметров ЦМД-решетки от поля смещения, а затем строилась градуировочная кривая зависимости параметра a/d от H_{\perp} , на основе которой и находились соответствующие значения $I_1(a/d)$. Градуировочная кривая приведена на рис. 4б. Существенно нелинейный характер зависимости параметра a/d от поля смещения при $H_{\perp} > 30$ Э объясняется тем, что в указанной области полей перестройка решетки происходит не только за счет изменения диаметра ЦМД, но и за счет изменения параметра решетки.

Угловое положение максимумов в дифракционном спектре определяется расстоянием между соседними параллельными плоскостями,

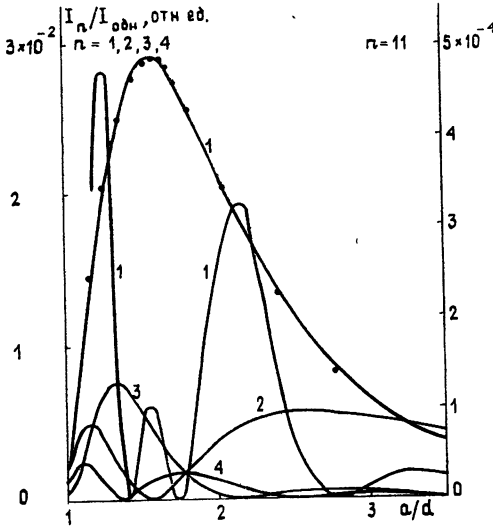


Рис. 2. Зависимость интенсивности дифракционных максимумов высших порядков от параметра a/d .

проходящими через центры цилиндрических доменов, $D = \sqrt{3} a/2$ и связано с длиной волны падающего излучения, согласно (2), (3), соотношением $\sin \varphi_n = n \lambda/D$. По известному углу дифракции может быть определен параметр решетки. Так, при $H_{\perp} = 0$ и $\lambda = 0,63$ мкм для исследуемого образца угол дифракции $\varphi_1 = 3^{\circ}45'$, что соответствует параметру решетки $a = 11$ мкм.

Изучение поляризационных эффектов МОД на ЦМД-решетках показало, что в отсутствие внешнего поля, когда средняя по образцу намагниченность равна нулю, свет в нулевом дифракционном максимуме поляризован параллельно плоскости поляризации падающего излучения, а свет в максимумах высших порядков

($n \geq 1$) имеет ортогональную поляризацию. Световое поле в нулевом дифракционном максимуме согласно [1] определяется выражением (для X-поляризации падающего на кристалл излучения)

$$E_0 = (E_e L_1 L_2 / \lambda z) \exp(ikL) \{ \tau_x \cos \theta_F L - \tau_y (1 - d^2/2r_s^2) \sin \theta_F L \}, \quad (4)$$

откуда следует, что при условии $d = \sqrt{2} r_s$ или $a/d = (\pi/\sqrt{3})^{1/2} = 1,347$ нулевой максимум имеет X-поляризацию. Как указывалось выше, именно такой величине равно отношение между средними значениями параметров ЦМД-решетки при $H_{\perp} = 0$. Изменение распределения намагниченности в доменной структуре под действием поля смещения приводит к изменению состояния поляризации светового поля. Если поляризация света в высших порядках дифракции ($n \geq 1$) в случае бинарного распределения намагниченности (толщина доменных стенок в реальных кристаллах $\delta \ll d$) не зависит от величины поля смещения, т. е. от a/d , то в нулевом максимуме при $H_{\perp} \neq 0$ поляризация становится отличной от поляризации падающего излучения. При этом угол поворота плоскости поляризации может быть как положительным, так и отрицательным — в зависимости от того, больше или меньше значения $(\pi/\sqrt{3})^{1/2}$ величина a/d при данном значении поля смещения. На рис. 3а, б на теоретические кривые $I_0(a/d)$ и $\varphi_0(a/d)$, полученные на основе (4) и соотношения

$$\varphi_0 = - \arctg [(1 - d^2/2r_s^2) \operatorname{tg} \theta_F L] \quad (5)$$

для двух значений длины волны, нанесены экспериментальные значения интенсивности и угла поворота плоскости поляризации в нулевом максимуме для нескольких значений a/d , соответствующих различным значениям поля смещения. Из приведенных зависимостей видно, что с увеличением H_{\perp} независимо от его знака растет как интенсивность нулевого максимума, так и абсолютное значение угла поворота плоскости поляризации. При этом необходимо отметить, что при значении поля, равном полю коллапса цилиндрических доменов (для данного образца $H_{\text{кол}} = 136$ Э), дифракционная картина исчезает и вращение плоскости поляризации скачком достигает угла фарадеевского вращения насыщенного образца, а величина $I_0/I_{\text{одн}}$ становится равной единице ($I_{\text{одн}}$ — интенсивность света, прошедшего через насыщенный образец).

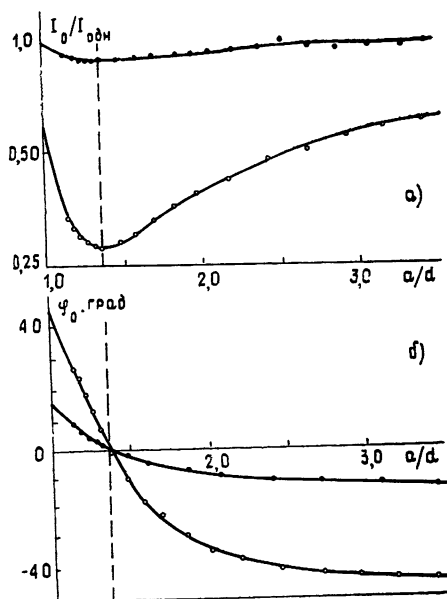


Рис. 3.

Зависимость интенсивности (а) и угла поворота плоскости поляризации (б) светового поля в нулевом дифракционном максимуме от параметра a/d ; темные точки — $\lambda = 0,63$ мкм, светлые точки — $\lambda = 0,51$ мкм.

Изменение интенсивности дифракционного максимума первого порядка при воздействии на решетку переменного поля с амплитудой $H_{\sim} = 30$ Э и частотой $\nu = 50$ Гц (а) и градуировочная зависимость параметра a/d от H_{\perp} (б).

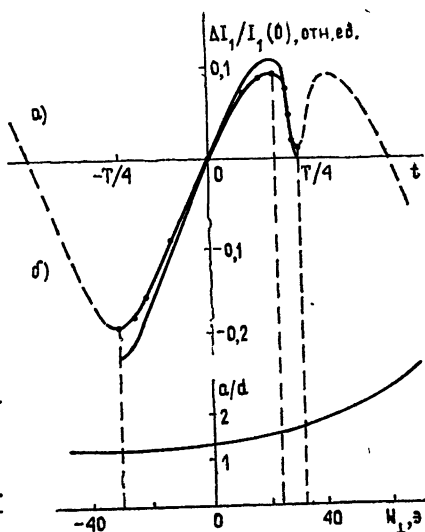


Рис. 4.

Влияние геометрии ЦМД-решетки на распределение интенсивности светового поля в различных порядках дифракционного спектра можно наблюдать на экране осциллографа при воздействии на решетку переменного магнитного поля. На рис. 4 представлена экспериментальная кривая зависимости величины $\Delta I_1 = I_1(0) - I_1(H_{\perp})$ от поля смещения, изменяющегося в пределах ± 30 Э. Пунктиром показана форма сигнала, который наблюдается на экране осциллографа при воздействии на ЦМД-решетку переменным полем ($\nu = 50$ Гц) с амплитудой $H_{\sim} = 30$ Э. Отчетливо видно, что при определенном значении поля, а следовательно, и геометрии решетки ЦМД, интенсивность I_1 достигает максимума. При этом глубина модуляции интенсивности составляла величину $\Delta \approx 0,273$. Сравнение полученных данных с теоретическими требует знания равновесных значений параметра решетки a_0 и диаметра ЦМД d_0 (при $H_{\perp} = 0$), а также зависимости указанных параметров от амплитуды переменного поля H_{\sim} . Как уже было показано по углу дифрак-

ции, для исследуемого образца $a_0 = 11$ мкм, а зависимостью a от H_{\sim} при малых амплитудах поля можно пренебречь ($h = H_{\sim}/4\pi M_0 \ll 1$). Зависимость $d(H_{\sim})$ при малых амплитудах поля можно найти [5], считая $d = d_0 + \Delta d$. Значение d_0 находится из равенства нулю полной намагниченности «элементарной» ячейки гексагональной ЦМД-решетки $m = M/M_0 = (\pi/\sqrt{3})(d_0/a_0)^2 - 1$ в отсутствие поля смещения, что справедливо для образцов, характеристическая длина которых много меньше их толщины (для исследуемого образца $l = 0,66$ мкм, $L = 8,4$ мкм). В этом случае $d_0 = (\sqrt{3}/\pi)^{1/2} a_0$. Полагая $\Delta d \ll d_0$ и намагниченность решетки меняющейся по линейному закону $m = \chi h$, находим, что $m \approx 2\Delta d/d_0$, т. е. $\Delta d = \chi h d_0/2$, откуда $d = d_0(1 + \chi h/2)$. Начальная восприимчивость легко находится по зависимости фарадеевского вращения ненасыщенного образца, пропорционального величине m , от приложенного поля. Определяя восприимчивость как $\chi = dm/dh$, получаем для исследуемого образца $\chi = 1,785$, что хорошо согласуется с данными работы [7]. Используя полученные данные (a_0, d_0, χ), находим зависимость $d(H_{\sim})$, позволяющую рассчитать изменение интенсивности первого дифракционного максимума. Результаты расчета представлены на рис. 4 сплошной линией и указывают на хорошее согласие с экспериментом. В частности, I_1 достигает максимума при значении поля $h = 0,135$ ($H_{\perp} = 22$ Э), которое соответствует $a/d = 1,529$ (см. также рис. 2).

Подобный результат следует также из условия $dl/dx = 0$ при $\rho = b$, определяющего соответствующее максимуму интенсивности I_1 значение параметра $x = a/d$. Согласно (1) — (3), это условие запишется в виде $xJ_0(2\pi x/\sqrt{3}) = 0$, где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Этому уравнению удовлетворяет множество значений x . Однако физический смысл имеют только $x > 1$, например, $x = 1,508$, которое достаточно хорошо согласуется с полученными выше значениями этого параметра.

Таким образом, приведенные в работе прямые измерения интенсивности и поляризации светового поля, дифрагировавшего на гексагональной решетке цилиндрических магнитных доменов, установили характер зависимости этих величин от геометрии доменной структуры и величины магнитного поля смещения, а также подтвердили правильность теории магнитооптической дифракции, развитой в работах [1, 2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Семенцов Д. И., Морозов А. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 8, с. 1210.
2. Семенцов Д. И., Морозов А. М. — Микроэлектроника, 1979, 8, № 2, с. 99.
3. Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. — Изв. АН СССР. Сер. Физ., 1974, 38, с. 2434.
4. Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. — М.: Энергия, 1979.
5. Parworth K. — Phys. Stat. Sol., 1974, 22, p. 373.
6. Антонов А. В., Игнатьев И. А., Болтарь К. О. — ФТТ, 1975, 17, с. 1071.
7. Саре J. A., Lehman G. W. — J. Appl. Phys., 1971, 42, p. 5732.

Северо-Осетинский государственный университет

Поступила в редакцию
10 февраля 1981 г.

DIFFRACTION OF LIGHT BY LATTICES OF CYLINDRICAL MAGNETIC DOMAINS IN CRYSTALS OF FERRITE GARNETS

A. M. Morozov, D. I. Sementsov

Experimental results are presented for the study of magneto-optical light diffraction by the structure of cylindrical ferrite garnet magnetic domains which is realized in an epitaxial film. It is shown that distribution of intensity and polarization of the light field in diffraction maxima depends essentially on parameters of the hexagonal domain lattice which are changed in an external magnetic field. Results obtained are well correlated with data of the theoretical analysis [1, 2].