

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ПОЛОСОВОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ. КВАДРАТИЧНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Д. И. Семенцов

С учетом ограниченности области засветки получен и проанализирован спектр магнитооптической дифракции бинарной решетки, образованной доменной структурой с модулированной плоскостной составляющей магнитного момента. Распределение интенсивности и поляризации светового поля в дифракционной картине найдено как для прошедшего, так и для отраженного излучения. Показано, что в отличие от дифракции на доменных структурах с осциллирующей продольной составляющей намагниченности в рассматриваемом случае свет в дифракционных максимумах при произвольных параметрах структуры имеет эллиптическую поляризацию.

Теоретическому исследованию особенностей магнитооптической дифракции света на доменных магнитных решетках посвящено достаточно большое число работ [1-5]. Однако, за исключением [3], во всех работах ответственными за дифракцию считались линейные по намагниченности явления: при прохождении света через кристалл с полосовой доменной структурой — эффект Фарадея, а при отражении — полярный эффект Керра. Между тем в некоторых кристаллах ферритов-гранатов, находящихся во внешнем магнитном поле, которое определенным образом ориентировано относительно кристаллографических осей, реализуется доменная структура с осциллирующей плоскостной составляющей намагниченности [3, 6]. В такой магнитной решетке ответственными за дифракцию света являются квадратичные по намагниченности явления. Правильная расшифровка экспериментально получаемых спектров дифракции в кристаллах с немодулированной продольной составляющей намагниченности требует теоретического анализа особенностей дифракции при наличии только квадратичной магнитооптической связи. Анализ, проведенный в работе [3], является недостаточным, поскольку основан на неполном учете квадратичных эффектов, а их учет при дифракции в отраженном свете вообще отсутствует.

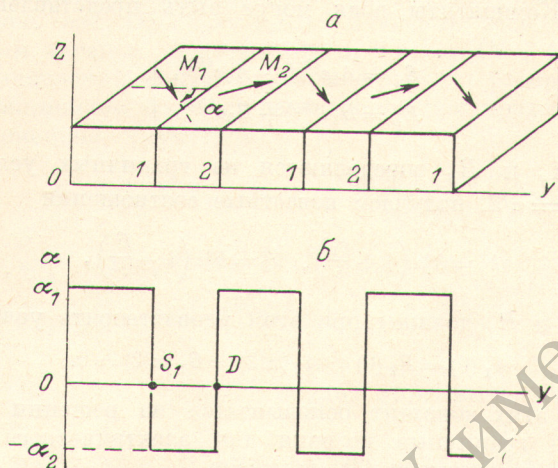
1. Пусть свет нормально падает на монокристаллическую пластинку толщиной L с полосовой доменной структурой. Ось OZ направим вдоль нормали к поверхности, а ось OY — перпендикулярно плоскости доменных границ (см. рисунок). В приближении тонких слоев, когда $L \ll D^2/\lambda$, где D — период доменной структуры, а λ — длина волны света, распределение светового поля в дальней зоне (область дифракции Фраунгофера) описывается следующим выражением [4, 7]:

$$E(x_0, y_0, z) = C_{i,r} \iint E_{i,r}(x, y, L) e^{\mp 2\pi i(f_x x + f_y y)} dx dy. \quad (1)$$

Здесь константа $C_{i,r} = (\pm i\lambda z)^{-1} \exp\left[\pm ik_0\left(z + \frac{x_0^2 + y_0^2}{2z}\right)\right]$, $f_x = x_0/\lambda z$ и $f_y = y_0/\lambda z$ — пространственные частоты, $k_0 = 2\pi/\lambda$, x_0 и y_0 — координаты в плоскости наблюдения, x и y — координаты в плоскости выходной по-

верхности пластинки с доменной структурой. Знаки « \pm » соответствуют двум случаям дифракции: в проходящем свете — верхние знаки и индекс « t », в отраженном свете — нижние знаки и индекс « r ». Пределы интегрирования в (1) определяются размерами области засветки, ввиду ограниченности которой экспериментально наблюдаемые спектры магнитооптической дифракции всегда носят двумерный характер [3, 4, 6]; это учтено в (1) введением зависимости от координаты x . Распределение светового поля на выходной поверхности пластинки E_t или E_r зависит от ориентации намагниченности относительно направления распространения света и характера ее распределения в доменах. Нахождение этого распределения представляет самостоятельную задачу и будет проведено ниже.

2. Пусть распределение намагниченности в доменной решетке кубического кристалла имеет вид, указанный на рисунке, т. е. представляет



Доменная структура (а) и распределение намагниченности в ней (б).

несимметричную бинарную решетку с осциллирующей плоскостной составляющей намагниченности и отсутствующей продольной ($M_z=0$). Будем считать, что отклонение магнитных моментов от оси OY в двух группах доменов отличается по значению угла, т. е. $\alpha_1 \neq \alpha_2$. Именно такая доменная структура реализуется в иттриевом феррите-гранате [3] при наличии внешнего поля, ориентированного вдоль оси [110].

Направляя кристаллографические оси четвертого порядка вдоль координатных осей, запишем тензор диэлектрической проницаемости для заданного распределения намагниченности [8]

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon + g_1 \sin^2 \alpha & \frac{1}{2} g_2 \sin 2\alpha & -if \cos \alpha \\ \frac{1}{2} g_2 \sin 2\alpha & \epsilon + g_1 \cos^2 \alpha & if \sin \alpha \\ if \cos \alpha & -if \sin \alpha & \epsilon \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где g_1 , g_2 и f характеризуют квадратичную и линейную магнитооптическую связь. Решение задачи о распространении света в поперечно намагниченной среде с произвольным углом α приводит к следующей системе уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 E_x}{dz^2} + k_0^2 (a_{11} E_x + a_{12} E_y) &= 0, \\ \frac{d^2 E_y}{dz^2} + k_0^2 (a_{21} E_x + a_{22} E_y) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где зависимость полей от времени пропорциональна фактору $\exp(-i\omega t)$, а

$$\begin{aligned} a_{11} &= \varepsilon_{xx} - \frac{\varepsilon_{xz}\varepsilon_{zx}}{\varepsilon_{zz}}, & a_{12} &= \varepsilon_{xy} - \frac{\varepsilon_{xz}\varepsilon_{zy}}{\varepsilon_{zz}}, \\ a_{21} &= \varepsilon_{yx} - \frac{\varepsilon_{yz}\varepsilon_{zx}}{\varepsilon_{zz}}, & a_{22} &= \varepsilon_{yy} - \frac{\varepsilon_{yz}\varepsilon_{zy}}{\varepsilon_{zz}}. \end{aligned}$$

Решение (3) приводит к следующему дисперсионному соотношению:

$$k_{1,2}^2 = k_0^2 \varepsilon \left\{ 1 + \frac{g_1 - f^2/\varepsilon}{2\varepsilon} \pm \frac{1}{2\varepsilon} \sqrt{\left(g_1 + \frac{f^2}{\varepsilon}\right)^2 \cos^2 2\alpha + \left(g_2 + \frac{f^2}{\varepsilon}\right) \sin 2\alpha} \right\}, \quad (4)$$

из которого следует, что в среде распространяются две волны (без учета обратных волн) с различными фазовыми скоростями, не зависящими от знака угла α . Компоненты поля могут быть представлены следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_1 e^{ik_1 z} + A_2 e^{ik_2 z}, \\ E_y &= B_1 e^{ik_1 z} + B_2 e^{ik_2 z}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где константы A_j и B_j определяются из граничных условий. Полагая в (4) $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$, получаем известные соотношения

$$k_1^2 = k_0^2 \varepsilon \left(1 + \frac{g_1}{\varepsilon} \right), \quad k_2^2 = k_0^2 \varepsilon \left(1 - \frac{f^2}{\varepsilon^2} \right), \quad (6)$$

а константы A_j и B_j должны при этом удовлетворять условиям

$$A_1(0) = B_2(0) = A_2(\pi/2) = B_1(\pi/2) = 0. \quad (7)$$

Определение этих констант основывается на решении граничной задачи. Записывая граничные условия для электрического и магнитного полей при $z = 0$ и учитывая (3), получаем

$$A_j = 2 \frac{(n_{3-j}^2 - a_{11}) E_{x0} - a_{12} E_{y0}}{(n_j + 1)(n_{3-j}^2 - n_1^2)}, \quad B_j = 2 \frac{(n_{3-j}^2 - a_{22}) E_{y0} - a_{21} E_{x0}}{(n_j + 1)(n_{3-j}^2 - n_1^2)}, \quad (8)$$

где $j = 1, 2$, а $n_j = k_j/k_0$. Полученные выражения удовлетворяют (7), а также

$$\left. \begin{aligned} A_1(\pi/2) &= \frac{2E_{x0}}{1 + \sqrt{\varepsilon + g_1}}, & A_2(0) &= -\frac{2E_{x0}}{1 + \sqrt{\varepsilon - \frac{f^2}{\varepsilon}}}, \\ B_1(0) &= -\frac{2E_{y0}}{1 + \sqrt{\varepsilon + g_1}}, & B_2(\pi/2) &= \frac{2E_{y0}}{1 + \sqrt{\varepsilon - \frac{f^2}{\varepsilon}}}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Разлагая (4) в ряд и учитывая первые два члена разложения, а также используя (5) и (8), можем найти распределение светового поля на выходной поверхности образца. Введем матрицу пропускания магнитной пластинки с помощью соотношения $E_t = \hat{T} E_0$. Здесь $\hat{T}(x, y, L) = e^{ikL} \hat{t}(y, L)$, где $k = k_0 \sqrt{\varepsilon}$, а элементы \hat{t} -матрицы определяются следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} t_{ii} &= \frac{2}{n_2^2 - n_1^2} \left(\frac{n_2^2 - a_{ii}}{n_1 + 1} e^{i\sigma_2 L} + \frac{n_1^2 - a_{ii}}{n_2 + 1} e^{-i\sigma_2 L} \right) e^{i\sigma_1 L}, \\ t_{xy} = t_{yx} &= \frac{2a_{12}}{n_1^2 - n_2^2} \left(\frac{e^{i\sigma_2 L}}{n_1 + 1} + \frac{e^{-i\sigma_2 L}}{n_2 + 1} \right) e^{i\sigma_1 L}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Здесь $i = 1, 2$, $t_{11} = t_{xx}$, $t_{22} = t_{yy}$; учтено, что $a_{12} = a_{21}$, а также введены обозначения

$$\sigma_1 = \frac{k}{4\varepsilon} \left(g_1 - \frac{f^2}{\varepsilon} \right), \quad \sigma_2 = \frac{k}{4\varepsilon} \sqrt{\left(g_1 + \frac{f^2}{\varepsilon}\right)^2 \cos^2 2\alpha + \left(g_2 + \frac{f^2}{\varepsilon}\right)^2 \sin^2 2\alpha}.$$

Вводя с помощью соотношения $E_r = \hat{r}E_0$ матрицу отражения магнитной пластинки, получаем для ее элементов следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} r_{ii} &= \frac{1}{n_1^2 - n_2^2} \left[\frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} (n_2^2 - a_{ii}) + \frac{n_2 - 1}{n_2 + 1} (n_1^2 - a_{ii}) \right], \\ r_{xy} = r_{yx} &= \frac{a_{12}}{n_2^2 - n_1^2} \left(\frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} + \frac{n_2 - 1}{n_2 + 1} \right). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Как элементы \hat{t} -матрицы, так и элементы \hat{r} -матрицы модулированы по кристаллу, поскольку являются функциями угла α , осциллирующего при переходе от домена к домену. При этом диагональные элементы этих матриц являются четными функциями по α , а недиагональные — нечетными.

3. Считая падающее на доменную решетку излучение линейно поляризованным вдоль оси OX ($E_0 = \tau_x E_0$), а область засветки — ограниченной прямоугольным экраном со сторонами a_x и $a_y = (2N + 1)D$, после соответствующих вычислений получаем выражение для распределения светового поля в дифракционном спектре, реализуемом при прохождении света через кристалл с доменной структурой

$$\left. \begin{aligned} E &= C_t E_0 e^{ikL} a_x a_y \operatorname{sinc} a_x f_x \frac{\operatorname{sinc} (2N + 1) D f_y}{\sin \pi f_y D} \times \\ &\times \frac{1}{2i} \left\{ \tau_x [t_{xx}(\alpha_1) (1 - e^{-2\pi i f_y S_1}) + t_{xx}(\alpha_2) (e^{2\pi i f_y S_2} - 1)] + \right. \\ &\left. + \tau_y [t_{yx}(\alpha_1) (1 - e^{-2\pi i f_y S_1}) - t_{yx}(\alpha_2) (e^{2\pi i f_y S_2} - 1)] \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где $\operatorname{sinc} u = (\sin \pi u) / \pi u$. Проведем анализ этого выражения для различных значений S_j и α_j .

а. Пусть $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$. В этом случае поле в дифракционном спектре определяется соотношением

$$\left. \begin{aligned} E &= C_t E_0 e^{ikL} a_x a_y \operatorname{sinc} a_x f_x \operatorname{sinc} (2N + 1) f_y D \times \\ &\times \left\{ \tau_x t_{xx}(\alpha) e^{-i\pi f_y \Delta} - i \tau_y t_{yx}(\alpha) (\sin^{-1} \pi f_y D - e^{-i\pi f_y \Delta} \operatorname{ctg} \pi f_y D) \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где $\Delta = S_1 - S_2$.

Анализ этого выражения показывает, что спектр несимметричной ($S_1 \neq S_2$) бинарной магнитной решетки содержит как четные, так и нечетные дифракционные максимумы. Их положение определяется значениями $f_x = 0$ и $f_y = n/D$, а угловое положение — соотношением $\sin \theta_n = n\lambda/D$. Ширина каждого дифракционного максимума в направлении соответствующих осей пропорциональна $\lambda z/a_x$ и $\lambda z/a_y$. Поляризация света в дифракционных порядках, за исключением нулевого, ортогональна поляризации падающего излучения. Поле нулевого максимума имеет эллиптическую поляризацию. Угол наклона и отношение осей эллипса поляризации могут быть найдены из соотношений $E_x^0 \sim t_{xx}(\alpha)$ и $E_y^0 \sim t_{yx}(\alpha) \Delta/D$. При $\alpha = \pi/2$, т. е. при 100-процентной модуляции M_x -составляющей ($M_y = 0$) спектр дифракции содержит только нулевой порядок с x -поляризацией. Это является следствием того, что в данной геометрии распространения света его взаимодействие с намагниченностью, определяемое квадратичной магнитооптической связью, не чувствительно к знаку M ($t_{yx}(\pi/2) = 0$).

Из (13) также следует, что при выполнении условия $nS_1/D = m$ n -й максимум и кратные ему будут исчезать. В случае симметричной решетки ($S_1 = D/2$) происходит гашение всех четных максимумов.

Соответствующая интенсивность светового поля в дифракционном спектре может быть найдена как $I = EE^*$. Поскольку частота магнитной решетки

$1/D \gg 1/a_y$, то перекрытие различных дифракционных порядков отсутствует. Интенсивность в дифракционных максимумах равна

$$\left. \begin{aligned} I_0 &= \left(a_x a_y \frac{E_0}{\lambda z} \right)^2 e^{-2k_2 L} \left(|t_{xx}|^2 + \frac{\Delta^2}{D^2} |t_{yx}|^2 \right), \\ I_n &= \left(\frac{2a_x a_y E_0}{n \pi \lambda z} \right)^2 e^{-2k_2 L} \sin^2 \frac{\pi n}{2} \left(1 + \frac{\Delta}{D} \right) |t_{yx}|^2, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где $k_2 = \text{Im } k$ — коэффициент поглощения.

б. $S_1 = S_2$, т. е. симметричная доменная структура. В этом случае происходит гашение четных порядков, а поле в нечетных определяется соотношением

$$E_{2k-1} = C_t E_0 e^{ikL} \frac{a_x a_y}{(2k-1)\pi i} \{ \tau_x [t_{xx}(a_1) - t_{xx}(a_2)] + \tau_y [t_{yx}(a_1) + t_{yx}(a_2)] \}. \quad (15)$$

При $\alpha_1 = \alpha_2$ свет в дифракционных порядках имеет y -поляризацию, а в общем случае — эллиптическую.

в. Поле в нулевом дифракционном максимуме ($f_x = f_y = 0$) определяется выражением

$$E_0 = C_t E_0 e^{ikL} \frac{a_x a_y}{D} \{ \tau_x [t_{xx}(a_1) S_1 + t_{xx}(a_2) S_2] + \tau_y [t_{yx}(a_1) S_1 - t_{yx}(a_2) S_2] \}, \quad (16)$$

откуда следует, что при $\alpha_1 = \alpha_2$ и $S_1 = S_2$ поле нулевого порядка поляризовано так же, как и падающее излучение.

В отличие от дифракции на доменных структурах с осциллирующей продольной составляющей намагниченности в поперечно намагниченном кристалле свет в дифракционных максимумах имеет эллиптическую поляризацию при произвольном значении параметров S_j и α_j . При этом выделение соответствующих дифракционных порядков (нулевого, четных или нечетных) с помощью анализатора и поляризатора невозможно. Если же в эксперименте возможно выделение отдельных групп максимумов, что указывает на их линейную и взаимно ортогональную поляризацию, то в структуре либо $\alpha_1 = \alpha_2$, $S_1 = S_2$, либо имеется модулированная продольная составляющая намагниченности M_x , приводящая к дифракции света за счет линейных эффектов.

4. Используя (1) и (11), распределение светового поля в дифракционном спектре при отражении света от кристалла запишем следующим образом:

$$\begin{aligned} E &= C_r E_0 a_x a_y \frac{\text{sinc } a_y f_y}{\sin \pi f_y D} \frac{1}{2i} \{ \tau_x [r_{xx}(a_1) (e^{2\pi i f_y S_1} - 1) + \\ &+ r_{xx}(a_2) (1 - e^{-2\pi i f_y S_2})] + \tau_y [r_{yx}(a_1) (e^{2\pi i f_y S_1} - 1) - r_{yx}(a_2) (1 - e^{-2\pi i f_y S_2})] \}. \quad (17) \end{aligned}$$

Анализ этого выражения аналогичен проведенному для соотношения (12). Поскольку интенсивность соответствующих дифракционных порядков пропорциональна $|r_{ij}|^2$, то высокая эффективность дифракции в отраженном свете должна наблюдаться в кристаллах с большим поглощением.

Литература

- [1] R. Mezrich. IEEE Trans. on Magn., 6, 537, 1970.
- [2] H. Naskal. IEEE Trans. on Magn., 6, 542, 1970.
- [3] А. А. Соломко, В. И. Микитюк. Опт. и спектр., 36, 996, 1974.
- [4] Д. И. Семенов, А. М. Морозов. Изв. вузов, физика, 2, 67; 5, 64, 1975.
- [5] Д. И. Семенов, А. М. Морозов. Микроэлектроника, 8, 99, 1979.
- [6] В. И. Микитюк, А. А. Соломко. ФТТ, 13, 1545; 13, 2982, 1971.
- [7] Дж. Гудмен. Введение в Фурье-оптику. «Мир», М., 1970.
- [8] Г. А. Смоленский, В. В. Леманов. Ферриты и их техническое применение. «Наука», Л., 1975.

Поступило в Редакцию 24 сентября 1979 г.