

ВКЛАД МАГНИТНОГО ЛИНЕЙНОГО ДВУПРЕЛОМЛЕНИЯ СВЕТА В НЕЧЕТНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ОТРАЖЕНИЯ

Г.С.Кринчик, А.А.Костюрин

Показано, что за счет взаимодействия Дзялошинского появляются специфические для магнитоупорядоченных сред нечетные по магнитному полю магнитооптические эффекты отражения, обусловленные магнитным линейным двупреломлением света. Указаны способы их отделения от обычных магнитооптических эффектов и экспериментального определения как действительной, так и мнимой частей симметричной и нечетной по магнитному полю компоненты тензора диэлектрической проницаемости.

Рассмотрение Дзялошинским ¹ взаимодействия, обусловленного смешанными инвариантами типа $l_i m_j$ позволило не только объяснить явление слабого ферромагнетизма, но и предсказать ряд новых физических эффектов в магнитоупорядоченных кристаллах определенной симметрии. Укажем, например, на пьезомагнетизм ² и термодинамически обратный ему эффект – линейную магнитострикцию ³.

Аналогичный линейной магнитострикции оптический эффект – появление в тензоре диэлектрической проницаемости симметричных и нечетных по магнитному полю или намагниченности компонент был рассмотрен Звездиным и Котовым ⁴ и недавно обнаружен экспериментально на проходящем свете в кристаллах CoF_2 и DyFeO_3 Еременко и Харченко с сотрудниками ^{5,6} и в кристаллах гематита Рудашевским с сотрудниками ⁷.

В данной работе впервые рассматривается возникновение за счет нечетного магнитного линейного двупреломления света (НМЛД) магнитооптических эффектов на отраженном свете. Как будет видно из дальнейшего, эти эффекты представляют интерес по следующим причинам: 1) на отраженном свете легко осуществить независимое определение симметричных ϵ^s и антисимметричных ϵ^{as} компонент тензора ϵ , линейных по магнитному полю, что на проходящем в свете сопряжено с известными трудностями; 2) оказывается возможным обнаружить как действительной, так и мнимой части ϵ^s ; 3) исключается влияние естественного двупреломления кристалла на результаты измерений; 4) оказывается возможным провести определение ϵ^s не только в области прозрачности кристалла, но и в области интенсивных оптических переходов, где значения ϵ^s должны резко возрастать.

Анализ отражения света от среды с НМЛД мы проведем на примере кристалла DyFeO_3 при $T < T_M$. Как обычно, величину магнитооптического эффекта δ будем определять по формуле $\delta = [J(+H) - J(-H)]/2J(0)$, где J – интенсивность отраженного света. В рассматриваемой области температур отличны от нуля следующие компоненты тензора $(H \parallel z)$ ⁶: $\epsilon_{xx} = \epsilon_a$, $\epsilon_{yy} = \epsilon_b$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_c$, $\epsilon_{xy}^s = \epsilon_{yx}^s = \alpha^s H$, $\epsilon_{xy}^{as} = -\epsilon_{yx}^{as} = i\alpha^{as} H$.

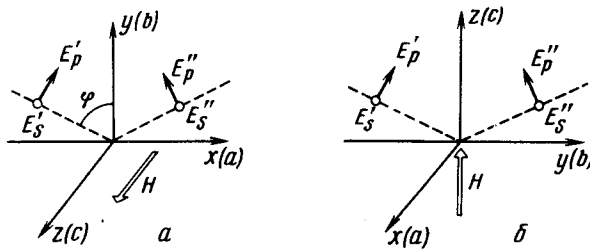
Рассмотрим сначала случай экваториального намагничивания, когда внешнее поле H перпендикулярно плоскости падения света (рис. 1, а). Покажем, что в этом случае вклад симметричной компоненты тензора $\alpha^s H$ в величину эффекта равен нулю. Действительно, если φ – угол падения света, E' и E'' – амплитуды падающей и отраженной волн, то для p поляризации имеет место равенство

$$(E'_p - E''_p) / (E'_p + E''_p) = \cos \varphi (\epsilon_c n_p + \epsilon^s \sin \varphi - i\epsilon^{as} \sin \varphi) / (\epsilon_c - \sin^2 \varphi), \quad (1)$$

которое получается из решения граничной задачи. Подставляя в (1) полученное из решения уравнений Максвелла значение показателя преломления

$$n_p = -\epsilon^s \sin \varphi / \epsilon_c + \sqrt{\epsilon_b (\epsilon_c - \sin^2 \varphi) / \epsilon_c + O[(\epsilon^s)^2, (\epsilon^{as})^2]} \quad (2)$$

видим, что линейные по ϵ^s члены сокращаются и весь эффект будет обусловлен только антисимметричными компонентами тензора ϵ^{as} .



Покажем теперь, что при другой ориентации магнитного поля и кристаллографических осей возникает линейный по H магнитооптический эффект отражения, обусловленный НМЛД. Направим поле вдоль оси C перпендикулярно поверхности кристалла (рис.1, б). Для обобщенных коэффициентов Френеля, определяемых равенствами

$$E_p'' = r_{pp} E_p' + r_{ps} E_s'; \quad E_s'' = r_{sp} E_p' + r_{ss} E_s' \quad (3)$$

из решения уравнений Максвелла и граничных условий получаем следующие выражения

$$r_{pp} = \frac{\sqrt{uv} \cos \varphi - 1}{\sqrt{uv} \cos \varphi + 1}; \quad r_{\begin{matrix} ps \\ sp \end{matrix}} = \frac{2(\pm \alpha^s - i \alpha^{as}) \cos \varphi H}{(\sqrt{u/v} + \sqrt{w})(1 + \sqrt{uv} \cos \varphi)(\sqrt{w} + \cos \varphi)} \quad (4)$$

$$r_{ss} = \frac{\cos \varphi - \sqrt{w}}{\cos \varphi + \sqrt{w}}, \text{ где } u = \epsilon_b, \quad v = \epsilon_c / (\epsilon_c - \sin^2 \varphi), \quad w = \epsilon_a - \sin^2 \varphi.$$

В поглощающих средах входящие в (4) компоненты тензора ϵ комплексны и величина эффекта будет определяться не только НМЛД, но и нечетным магнитным линейным дихроизмом. Как следует из (4), величина эффекта δ линейно зависит как от симметричной, так и от антисимметричной компонент тензора ϵ . Независимое определение $\alpha^s = \alpha_r^s + i \alpha_i^s$ возможно, если перейти к случаю нормального падения света ($\varphi = 0$). Вводя средний показатель преломления $\tilde{n} = (n_a + n_b)/2$ и пренебрегая членами ¹⁾ $(n_a - n_b) \epsilon^s$ и $(n_a - n_b) \epsilon^{as}$ по сравнению с ϵ^s , ϵ^{as} с учетом явного вида обобщенных коэффициентов Френеля (4) получаем величину относительного изменения интенсивности отраженного от кристалла линейно поляризованного света

$$\delta_1 = 2 \operatorname{Re} [(\alpha_r^s + i \alpha_i^s) / (\tilde{n}^3 - \tilde{n})] H \sin 2\theta. \quad (5)$$

Здесь θ — угол, составляемый E' с осью b кристалла, $\tilde{n} = n + ik$ — комплексный показатель преломления. Величина эффекта δ при нормальном падении света определяется только симметричной частью тензора $\alpha^s = \alpha_r^s + i \alpha_i^s$. Вторым независимым эффектом для определения α_r^s и α_i^s может служить измерение δ при наличии кругового анализатора на выходе. В этом случае

$$\delta_2 = 2 \operatorname{Re} \left(\frac{\alpha^{as}}{\tilde{n}^3 - \tilde{n}} \right) H + 2 \operatorname{Im} \left(\frac{\alpha^s}{\tilde{n}^3 - \tilde{n}} \right) H (\sin 2\theta + \cos 2\theta). \quad (6)$$

Выделяя из (6) анизотропную по θ часть и используя экспериментальное значение δ_1 , можно из (5) и (6) определить α_r^s и α_i^s . Подчеркнем, что как следует из проведенного анализа, измерение δ при экваториальном намагничивании позволяет определить α_r^{as} и α_i^{as} . Оценим величину δ_1 при $\lambda = 0,59 \mu\text{м}$ для диспрозиевого ортоферрита с использованием дан-

¹⁾ Для DyFeO_3 $\Delta n \sim 0,03$, $\epsilon^s, \epsilon^{as} \Delta n$ на два порядка меньше $\epsilon^s, \epsilon^{as}$, что оправдывает наше приближение

ных работы ⁶. Подставляя в (5) $\tilde{n} = 2,5$, $H = 1$ кЭ, $a^s = 2,5 \cdot 10^{-7}$ Э⁻¹ получаем $\delta_1 = 0,38 \cdot 10^{-4}$, что легко регистрируется с помощью модуляционной методики. В области интенсивных оптических переходов в ионах Fe³⁺ указанный эффект должен значительно возрасти.

Л и т е р а т у р а

1. Дзялошинский И.Е. ЖЭТФ, 1957, 32, 1547.
2. Андрацкий В.П., Боровик-Романов А.С. ЖЭТФ, 1966, 51, 1030.
3. Anderson J.C., Birss R.R., Scott R.A.M. Proc. Intern. Conf. Magnetism, Nottingham, 1964, p. 597.
4. Звездин А.К., Котов В.А. Труды МФТИ, сер. радиотехника и электроника, 1976, №11, 201.
5. Харченко Н.Ф., Еременко В.В., Белый Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 351.
6. Харченко Н.Ф., Гнатченко С.Л. ФНТ, 1981, 7, 476.
7. Меркулов В.С., Рудашевский Е.Г., Ле Галль А., Лейкюрас К. ЖЭТФ, 1981, 80, 161; Rudashevsky E.G., Le Gall H., Leyscuras C., Minella D. Proc. of the 21-st Ann. Conf. on Magnetism, Philadelphia, 1975, p. 656.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
25 февраля 1982 г.