

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ
В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.624;537.632

ОПТОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ЦЕНТРОАНТИСИММЕТРИЧНЫХ
И НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ
СРЕДАХ

© 2024 г. А. Ф. Кабыченков, Ф. В. Лисовский*

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190 Российская Федерация***E-mail: lisovsky.f@yandex.ru*

Поступила в редакцию 07.09.2022 г.

После доработки 08.04.2024 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Для реально существующих магнитоупорядоченных монокристаллов с различной магнитной симметрией определены условия существования определенных однородных и неоднородных оптомагнитных эффектов, обусловленных светоиндуцированными изменениями основного состояния.

Ключевые слова: магнитная симметрия, магнитоупорядоченный монокристалл, нецентросимметричная среда, оптофлексомагнитный эффект, оптомагнитный эффект, светоиндуцированное изменение, тороидный момент, центроантисимметричная среда

DOI: 10.31857/S0033849424090097, EDN: HRGIDQ

ВВЕДЕНИЕ

Прохождение света через магнитоупорядоченную среду следует рассматривать как самосогласованный процесс, когда возникающее из-за наличия намагнитченности изменение параметров световой волны в свою очередь влияет на модуль и (или) направление вектора намагнитченности. При малой интенсивности света его влиянием на намагнитченность можно пренебречь, но при большой длине пробега света будут наблюдаться так называемые магнитооптические (МО) эффекты, заключающиеся в изменении поляризации и амплитуды световой волны (см., например, [1–6]). Такие эффекты, обнаруженные более 170 лет тому назад, в настоящее время изучены достаточно подробно. При большой интенсивности света и малой длине пробега, когда параметры световой волны можно считать практически постоянными, могут наблюдаться обратные магнитооптические эффекты, называемые также оптомагнитные (ОМ) эффектами, при которых имеют место изменения модулей и (или) направлений векторов намагнитченности подрешеток и магнитных состояний (статических и динамических) (см., например, [7–15]). Экспериментальное исследование ОМ-эффектов началось 60 лет назад [7,8], когда появились источники мощного когерентного оптического излучения. При промежуточных параметрах возникают продольные и поперечные неустойчивости световой волны.

Развития этих неустойчивостей приводят к МО солитонам и МО каналам [11]. К настоящему времени, несмотря на многие работы и обзоры, сведения об ОМ-эффектах нельзя считать исчерпывающими.

Цель данной работы – изучить ОМ-эффекты в средах разной магнитной симметрии.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для определения условий существования однородных и неоднородных ОМ-эффектов в реально существующих монокристаллических магнитоупорядоченных кристаллах с различной магнитной симметрией, обусловленных светоиндуцированными (СИ) изменениями основного состояния, воспользуемся известным выражением для средней по времени плотности энергии кристалла в световом поле (СП) при слабом поглощении

$$w_l = (1/16\pi)\epsilon_{\omega ij} E_i E_j^*, \quad (1)$$

где $\epsilon_{\omega ij} = \partial\omega_{ij} / \partial\omega$ (ϵ_{ij} – диэлектрическая проницаемость), E_i – компоненты комплексного электрического поля световой волны [1,7]. Выделяя симметричную и антисимметричную части в (1) при слабой временной дисперсии ($\epsilon_{ij} \gg \partial\omega_{ij} / \partial\omega$), это выражение можно представить в виде

$$w_l = \epsilon_{ij}^s T_{ij}^s - (\vec{g}, \vec{G}), \quad (2)$$

где $T_{ij}^s = (1/32\pi)(E_i E_j^* + E_i^* E_j)$ и ε_{ij}^s – симметричные части тензора «светового напряжения» и диэлектрической проницаемости соответственно, \vec{g} – вектор гирации, $\vec{G} = (i/16\pi)[\vec{E}^*, \vec{E}]$ – эффективная «напряженность магнитного поля» [14]. В общем случае ε_{ij}^s и \vec{g} зависят от таких параметров (и их производных), как напряженность постоянного электрического поля \vec{E}_0 и поляризация \vec{P} , напряженность постоянного магнитного поля \vec{H}_0 и вектор ферромагнетизма (намагниченность) \vec{M} и вектор антиферромагнетизма \vec{L} , упругие напряжения σ_{ij} и деформации u_{ij} . Следует отметить, что ε_{ij}^s

и \vec{g} являются четной и нечетной функциями магнитных параметров, соответственно.

Выражения для СИ электрической индукции, магнитной индукции и упругих деформаций представим соответственно в следующем виде:

$$\vec{D}^l = -(\delta w_l / \delta \vec{E}_0), \vec{B}^l = -(\delta w_l / \delta \vec{H}_0), u_{ij}^l = -(\delta w_l / \delta \sigma_{ij}), \quad (3)$$

а для эффективных напряженностей полей электрических, «ферромагнитных и антиферромагнитных» магнитных и для упругих напряжений соответственно в виде

$$\vec{E}^l = -(\delta w_l / \delta \vec{P}), \vec{H}^{lM} = -(\delta w_l / \delta \vec{M}), \vec{H}^{lL} = -(\delta w_l / \delta \vec{L}), \sigma_{ij}^l = -(\delta w_l / \delta u_{ij}). \quad (4)$$

Эффективные поля содержат СИ-слагаемые и, следовательно, оптические поля влияют на динамику поляризации, намагниченности подрешеток, упругих смещений [10–15].

2. ОПТОМАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Рассмотрим оптомагнитоэлектрический (ОМЭ) эффект. Слагаемое, связанное с этим эффектом, а именно $g_i^E = \alpha_{ij}^E E_{0j}$, дает вклад в энергию, равный $w_l^E = \alpha_{ij}^E G_i E_{0j}$, который подобен вкладу магнитоэлектрическому и существует в 58 магнитных

классах [1,16–18]. Среди них имеется 21 магнитный класс центроантисимметричных (ЦАС) антиферромагнетиков (АФМ), в частности Cr_2O_3 (класс симметрии $\bar{3}'m'$), где

$$w_l^E = -\alpha_{\parallel}^E G_z E_{0z} - \alpha_{\perp}^E G_x E_{0x}.$$

В этом случае выражение для СИ-поляризации имеет вид

$$P_i^{lE} = -(1/4\pi)(\partial w_l^E / \partial E_{0i})|_{E \rightarrow 0}$$

и, следовательно, получаем

$$P_z^{lE} = (1/4\pi)\alpha_{\parallel}^E G_z, P_y^{lE} = (1/4\pi)\alpha_{\perp}^E G_y, P_x^{lE} = (1/4\pi)\alpha_{\perp}^E G_x. \quad (5)$$

Коэффициенты $\alpha^E \sim 10^{-4}$ [17], эффективное поле $G \sim 1$ Э при интенсивности излучения $I \sim 10^7$ Вт/см² [10]. В частности, гауссов пучок циркулярно-поляризованный и распространяющийся по оси z ($E_{0y} = -iE_{0x}$) производит эффективное магнитное поле

$$G_z = G_{0z} \left(w_0^2 / w^2 \right) \exp(-2(x^2 + y^2) / w^2),$$

где $G_{0z} = |E_{0x}|^2 / 8\pi$ – поле в центре пучка, w_0 – минимальный поперечный размер пучка, $w^2 = w_0^2 + (2z / k w_0)^2$, k – волновое число и, следовательно, создает поляризацию вдоль пучка.

Неоднородный ОМЭ-эффект, связанный со слагаемым $g_i^{En} = \alpha_{ijk}^{En} \partial E_{0j} / \partial x_k$, дает вклад в энергию, равный $w_l^{En} = -\alpha_{ijk}^{En} G_i \partial E_{0j} / \partial x_k$ с учетом того, что $\partial E_{0j} / \partial x_k = \partial E_{0k} / \partial x_j$ и, следовательно, СИ-поляризация будет равна

$$P_j^{lEn} = -(1/4\pi)(\delta w_l^{En} / \delta E_{0j})|_{E \rightarrow 0} = -(1/4\pi)\alpha_{ijk}^{En} \partial G_i / \partial x_k.$$

Этот эффект существует в АФМ, в которых группа симметрии либо не содержит операцию инверсии времени вообще, либо эта операция входит в группу симметрии в комбинациях с пространственной инверсией или поворотами, и не существует в ЦАС АФМ. По симметрии ОМЭ-эффект подобен пьезомагнетизму эффекту и существует в 66 магнитных классах [1,18]. Энергия АФМ класса симметрии $4'/mmm'$ ($\text{MnF}_2, \text{CoF}_2, \text{FeF}_2$) выражается соотношением

$$w_l^{En} = -\alpha_1^{En} (G_y \partial E_{0x} / \partial z + G_x \partial E_{0y} / \partial z) - \alpha_2^{En} G_z \partial E_{0x} / \partial y, \quad (6)$$

а компоненты СИ-поляризации составляют

$$P_x^{lEn} = -(1/4\pi)(\alpha_1^{En} \partial G_y / \partial z + \alpha_2^{En} \partial G_z / \partial y),$$

$$P_y^{lEn} = -(1/4\pi)(\alpha_1^{En} \partial G_x / \partial z + \alpha_2^{En} \partial G_z / \partial x),$$

$$P_z^{lEn} = -(1/4\pi)\alpha_1^{En} (\partial G_y / \partial x + \partial G_x / \partial y). \quad (7)$$

В отличие от однородного ОМЭ, здесь гауссов пучок G_z создает поляризацию в поперечном сечении

$$\vec{P}_{\perp}^{lEn} = (\alpha_2^{En} / \pi w^2) G_z (\vec{i}y + \vec{j}x),$$

где \vec{i} , \vec{j} – базисные векторы. Распределение поляризации будет типа «седло» (антивихрь). Подобный поляризационный СИ-антивихрь будет в магнетиках симметрии $222, mm2, mmm, 4'22, 4'mm', \bar{4}'2m', \bar{4}'2m, 23, m3, 4'32, \bar{4}'3m', m3m'$.

В магнетиках симметрии $422, 4m'm', \bar{4}'2'm', 4/mm'm', 62'2', 6m'm', \bar{6}'m'2', 6/mm'm'$ энергия будет

$$w_l^{En} = \alpha_{15}^{En} (G_x \partial E_{0z} / \partial x + G_y \partial E_{0y} / \partial z) + \alpha_{31}^{En} G_z (\partial E_{0x} / \partial x + \partial E_{0y} / \partial y) + \alpha_{33}^{En} G_z \partial E_{0z} / \partial z \quad (8)$$

и, следовательно, поляризация будет

$$P_x^{lEn} = -(1/4\pi)(\alpha_{15}^{En} \partial G_x / \partial z + \alpha_{31}^{En} \partial G_z / \partial x),$$

$$P_y^{lEn} = -(1/4\pi)(\alpha_{15}^{En} \partial G_y / \partial z + \alpha_{31}^{En} \partial G_z / \partial y),$$

$$P_z^{lEn} = -(1/4\pi)(\alpha_{15}^{En} (\partial G_x / \partial x + \partial G_y / \partial y) + \alpha_{33}^{En} \partial G_z / \partial z). \quad (9)$$

Гауссовой пучок создает поляризацию вида

$$\vec{P}^{lEn} = (G_z / \pi w^2) [\alpha_{31}^{En} (\vec{i}x + \vec{j}y) + \alpha_{33}^{En} z \vec{k}],$$

$$\text{где } \alpha_{33}^{En} = \alpha_{33}^{En} \left(2 / k^2 w_0^2 \right) \left(2 \left(x^2 + y^2 \right) / w^2 - 1 \right).$$

В поперечном сечении распределение поляризации будет типа неустойчивого узла («еж»), в отличие от предыдущего примера. Компонента P_z изменяет знак на поверхности $2(x^2 + y^2) - w^2 = 0$, в частности, на оси пучка поляризация будет направлена к центру пучка. Следовательно, в магнетиках данной симметрии гауссов пучок наводит поляризационный скирмион. Также поляризационный СИ-скирмион будет в магнетиках симметрии $22'2', m'm'2, m'm'2', mm'm', 4, \bar{4}, 4/m, 6, \bar{6}, 6/m, 3, 3', 32', 3m', \bar{3}m'$. Кроме того, гауссов пучок с G_z наводит одновременно антивихрь и скирмион в магнетиках симметрии $2, m, 2/m$.

Оптомагнитополяризованный (ОМП) эффект, связанный с $g_i^P = \alpha_{ij}^P P_j$, подобен ОМЭ-эффекту. Однако неоднородный ОМП, связанный с $g_i^{Pn} = \alpha_{ijk}^{Pn} \partial P_j / \partial x_k$ и энергией $w_l^{Pn} = -\alpha_{ijk}^{Pn} G_i \partial P_j / \partial x_k$, будет отличаться от ОМЭ, поскольку тензор α_{ijk}^{Pn} будет несимметричный. Энергию можно представить в виде суммы симметричной части, подобной ОМЭ-эффекту, и антисимметричной части

$$w_l^{Pn} = -\alpha_{ijk}^{Pns} G_i \partial P_j / \partial x_k + M_n^{lPn} G_n,$$

где $M_n^{lPn} = \alpha_{in}^{Pn} C_i$ – СИ-намагниченность, обусловленная неоднородной магнитоэлектрической связью,

$$\alpha_{in}^{Pn} = -(1/2) e_{nj k} \alpha_{ijk}^{Pna}, \quad \alpha_{jk}^{Pna} = -e_{nj k} \alpha_{in}^{Pn},$$

где $e_{nj k}$ – антисимметричный единичный тензор, $\vec{C} = \text{got } \vec{P}$ – вихрь поляризации (электрический тороидный момент). Антисимметричное слагаемое энергии можно записать в виде $C_n I_n^l$, где $I_n^l = \alpha_{in}^{Pn} G_i$ – четное СИ-поле, сопряженное четному вектору \vec{C} .

В кубических АФМ класса $432, 4'32', \bar{4}'3m, \bar{4}'3m', m3m, m3m'$ энергия равна $w_l^{Pn} = \alpha^{Pn} \vec{C} \vec{C}$ и, следовательно, эффективное электрическое СИ-поле равно $\vec{E}^{lPn} = \alpha^{Pn} \text{rot } \vec{C}$. Гауссов пучок с G_z наводит вихрь эффективного электрического поля

$$\vec{E}_{\perp}^{lPn} = -\left(4 / w^2 \right) G_z \alpha^{Pn} (y \vec{i} - x \vec{j}).$$

Оптоантиферромагнитоэлектрический эффект, обусловленный слагаемым $g_i^{LE} = a_{ijk}^{LE} L_j E_{0k}$ и, следовательно, энергией $w_l^{LE} = -\alpha_{ijk}^{LE} G_i L_j E_{0k}$, существует в ЦАС АФМ. В этом случае СИ-поляризация равна

$$P_k^{LE} = (1/4\pi) \alpha_{ijk}^{LE} G_i L_j$$

и эффективное антиферромагнитное СИ-поле имеет вид

$$H_j^{lLE} = \alpha_{ijk}^{LE} G_i E_{0k}.$$

Например, в Cr_2O_3 энергия определяется по выражению

$$w_l^{LE} = -\alpha_{111}^{LE} (G_x (L_x E_{0x} - L_y E_{0y}) - G_y (L_x E_{0y} + L_y E_{0x})) - \alpha_{123}^{LE} (G_x L_y - G_y L_x) E_{0z} - \alpha_{231}^{LE} (G_y E_{0x} - G_x E_{0y}) L_z - \alpha_{312}^{LE} G_z (L_x E_{0y} - L_y E_{0x}), \quad (10)$$

а СИ-поляризация –

$$\begin{aligned} P_x^{LE} &= (1/4\pi)(\alpha_{111}^{LE}(G_x L_x - G_y L_y) + \alpha_{231}^{LE} G_y L_z - \alpha_{312}^{LE} G_z L_y), \\ P_y^{LE} &= (1/4\pi)(\alpha_{111}^{LE}(G_x L_y + G_y L_x) + \alpha_{231}^{LE} G_x L_z - \alpha_{312}^{LE} G_z L_x), \\ P_z^{LE} &= (1/4\pi)\alpha_{123}^{LE}(G_x L_y - G_y L_x). \end{aligned} \quad (11)$$

В СП с G_z компоненты поляризации будут нормальными к компонентам вектора АФМ. Этот эффект в АФМ с эквивалентными подрешетками будет подобным пьезоэлектрическому эффекту

и существует в нецентросимметричных (НЦС) АФМ. В АФМ симметрии $mm2(KNiPO_4)$ энергия определяется по выражению

$$\begin{aligned} w_l^{LE} &= -G_z(\alpha_{311}^{LE} L_x E_{0x} + \alpha_{322}^{LE} L_y E_{0y} + \alpha_{333}^{LE} L_z E_{0z}) - \\ &- G_y(\alpha_{223}^{LE} L_y E_{0z} + \alpha_{232}^{LE} L_z E_{0y}) - G_x(\alpha_{131}^{LE} L_z E_{0x} + \alpha_{113}^{LE} L_x E_{0z}), \end{aligned}$$

а поляризация –

$$\begin{aligned} P_x^{LE} &= (1/4\pi)(\alpha_{311}^{LE} G_z L_x + \alpha_{131}^{LE} G_x L_z), \\ P_y^{LE} &= (1/4\pi)(\alpha_{322}^{LE} G_z L_y + \alpha_{232}^{LE} G_y L_z), \\ P_z^{LE} &= (1/4\pi)(\alpha_{333}^{LE} G_z L_z + \alpha_{223}^{LE} G_y L_y + \alpha_{113}^{LE} G_x L_x). \end{aligned}$$

по сравнению с Cr_2O_3 здесь Распространяющаяся по оси z циркулярно-поляризационная волна наводит поляризацию с компонентами, параллельными компонентам вектора АФМ ($P_m^{LE} \parallel L_m$),.

$2, m, 222, mm2, 4, 422, 4mm, \bar{4} 2m, 32, 3m, 6, 622, 6mm, \bar{6}, \bar{6} m2, \bar{6} 2m, 23, \bar{4} 3m, 432$. Выражения для СИ-поляризации и намагниченности имеют вид соответственно

Нелинейный оптомагнитоэлектрический эффект, определяемый наличием слагаемого $g_i^{HE} = \alpha_{ijk}^{HE} H_{0j} E_{0k}$ и энергии $w_l^{HE} = -\alpha_{ijk}^{HE} G_i H_{0j} E_{0k}$ будет обратным к электромагнитооптическому эффекту [19]. Этот эффект существует в НЦС-средах симметрии

В гексагональных кристаллах симметрии $\bar{6}$ выражение для энергии имеет вид

$$\begin{aligned} P_k^{IHE} &= (1/4\pi)\alpha_{ijk}^{HE} G_i H_{0j}, \\ M_j^{IHE} &= (1/4\pi)\alpha_{ijk}^{HE} G_i E_{0k}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} w_l^{HE} &= \alpha_1^{HE} (G_x (H_{0y} E_{0y} - H_{0x} E_{0x}) + G_y (H_{0x} E_{0y} + H_{0y} E_{0x})) + \\ &+ \alpha_2^{HE} (G_y (H_{0x} E_{0x} - H_{0y} E_{0y}) + G_x (H_{0x} E_{0y} + H_{0y} E_{0x})), \end{aligned} \quad (12)$$

выражение для СИ-намагниченности можно записать в виде

$$\begin{aligned} M_x^{IHE} &= (1/4\pi)(\alpha_1^{HE} (G_y E_{0y} - G_x E_{0x}) + \alpha_2^{HE} (G_y E_{0x} - G_x E_{0y})), \\ M_y^{IHE} &= (1/4\pi)(\alpha_1^{HE} (G_x E_{0y} + G_y E_{0x}) + \alpha_2^{HE} (G_x E_{0x} - G_y E_{0y})), \\ M_z^{IHE} &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

а для СИ-поляризации – в виде

$$\begin{aligned} P_x^{IHE} &= (1/4\pi)(\alpha_1^{HE}(G_y H_{0y} - G_x H_{0x}) + \alpha_2^{HE}(G_y H_{0x} + G_x H_{0y})), \\ P_y^{IHE} &= (1/4\pi)(\alpha_1^{HE}(G_x H_{0y} + G_y H_{0x}) + \alpha_2^{HE}(G_x H_{0x} - G_x E_{0y})), \\ P_z^{IHE} &= 0. \end{aligned} \quad (14)$$

В кубических АФМ симметрии 432 СИ-поляризация и СИ-намагниченность имеют вид соответственно

$$\begin{aligned} \vec{P}^{IHE} &= (1/4\pi)\alpha_{123}^{HE}[\vec{G}, \vec{H}_0], \\ \vec{M}^{IHE} &= (1/4\pi)\alpha_{123}^{HE}[\vec{E}_0, \vec{G}]. \end{aligned}$$

Если представить тензор α_{ijk}^{HE} в виде суммы симметричной и антисимметричной по индексам jk частей

$$\alpha_{ijk}^{HE} = \alpha_{ijk}^{HEs} + \alpha_{ijk}^{HEa},$$

то выражение для энергии приобретает вид

$$w_l^{HE} = -\alpha_{ijk}^{HEs} G_i H_{0j} E_{0k} - J_{0m}^l V_{0m},$$

где $J_{0m}^l = \alpha_{mi}^{HE} G_i$ – светоиндуцированный «тороидный момент», $\alpha_{mi}^{HEa} = -(1/2)e_{mjk}\alpha_{ijk}^{HEa}$ – аксиальный тензор второго ранга, $\vec{V}_0 = [\vec{E}_0, \vec{H}_0]$ – внешнее «поле», сопряженное тороидному моменту. В частности, в кристаллах кубической симметрии 23, 432 тензор $\alpha_{mi}^{HE} = \alpha^{HE}\delta_{mi}$ и, следовательно, в скрещенных полях (V_{0z}) излучение круговой поляризации с G_z наводит тороидный СИ-момент $J_{0z}^l = \alpha^{HE}G_z$.

3. ОПТОПЬЕЗОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Рассмотрим оптопьезомагнитный (ОПМ) эффект. Связанное с этим эффектом слагаемое, описываемое формулой $g_i^u = \alpha_{ijk}^u \sigma_{jk}$, дает вклад в энергию $w_l^u = -\alpha_{ijk}^u G_i \sigma_{jk}$, подобный пьезомагнитной энергии [1,20]. ОПМ-эффект существует в АФМ, в которых группа симметрии либо не содержит операцию инверсия времени вообще, либо она входит в группу в комбинациях с пространственной инверсией или поворотами, и не существует в ЦАС АФМ. В антиферромагнетиках MnF_2 , CoF_2 , FeF_2 (класс симметрии $4'/mmm'$) энергия равна

$$w_l^u = -\alpha_1^u(G_x \sigma_{yz} + G_y \sigma_{xz}) - \alpha_2^u G_z \sigma_{xy}$$

и, следовательно, компоненты СИ-деформаций равны

$$u_{yz}^l = \alpha_1^u G_x, u_{xz}^l = \alpha_1^u G_y, u_{xy}^l = \alpha_2^u G_z. \quad (15)$$

На основе работе [20] можно считать, что величина коэффициентов равна $\alpha^u \sim 10^{-6} \text{ Э}/(\text{дин}/\text{см}^2)$. Из (15) видно, что гауссов пучок G_z создает деформации в поперечном сечении пучка.

Неоднородный ОПМ-эффект является аналогом флексомагнитного эффекта [14,21,22] и обусловлен слагаемым $g_i^{un} = \alpha_{ijkl}^{un} \partial \sigma_{jk} / \partial x_l$. Энергия при этом равна $w_l^{un} = -\alpha_{ijkl}^{un} G_i \partial \sigma_{jk} / \partial x_l$, а деформации $u_{jk}^{un} = -\alpha_{ijkl}^{un} \partial G_i / \partial x_l$. Тензор оптофлексомагнитного эффекта изменяет знак под действием операций временной и пространственной инверсии. Следовательно, эффект отсутствует в кристаллах, магнитная группа которых содержит операции обращения времени и пространственной инверсии. Однако этот эффект может существовать в кристаллах, магнитная группа которых содержит операцию центроантиинверсии (произведение операций инверсии во времени и в пространстве). К точечным магнитным группам, содержащим эту операцию, принадлежат следующие:

- кубические $m'3, m'3m, m'3m'$;
- тетрагональные $4/m', 4'/m', 4/m'm'm'$ (Fe_2TeO_6), $4/m'm'm, 4/m'm'm'$;
- гексагональные $6/m', 6'/m, 6'/mmm, 6/m'm'm', 6/m'm'm, \bar{3}', \bar{3}'m'$ (Cr_2O_3), $\bar{3}'m'$;
- ромбические $m'm'm', mmm'$ ($Cr_2TeO_6, Cr_2WO_6, V_2WO_6$);
- моноклинные $2/m', 2'/m$;
- триклинная $\bar{1}'$.

Для кристалла Cr_2O_3 выражение для энергии записывается в виде

$$\begin{aligned}
 w_l^{un} = & -\alpha_{33}^{un} G_z \partial \sigma_{zz} / \partial z - \alpha_{11}^{un} (G_x \partial \sigma_{xx} / \partial x + \partial \sigma_{xy} / \partial y) + G_y (\partial \sigma_{yy} / \partial y + \partial \sigma_{xy} / \partial x) - \\
 & - \alpha_{12}^{un} (G_x (\partial \sigma_{yy} / \partial x - \partial \sigma_{xy} / \partial y) + G_y (\partial \sigma_{xx} / \partial y - \partial \sigma_{xy} / \partial x)) - \\
 & - \alpha_{13}^{un} (G_x \partial \sigma_{zz} / \partial x + G_y \partial \sigma_{zz} / \partial y) - 2\alpha_{88}^{un} (G_x \partial \sigma_{xz} / \partial z) + G_y \partial \sigma_{yz} / \partial z - \\
 & - \alpha_{31}^{un} G_z \partial (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) / \partial z - 2\alpha_{55}^{un} G_z (\partial \sigma_{xz} / \partial x + \partial \sigma_{yz} / \partial y) - \\
 & - 2\alpha_{24}^{un} (G_y (\partial \sigma_{yz} / \partial y - \partial \sigma_{xz} / \partial x) - G_x (\partial \sigma_{xz} / \partial y + \partial \sigma_{yz} / \partial x)) - \\
 & - \alpha_{42}^{un} (G_y (\partial (\sigma_{yy} - \sigma_{xx}) / \partial z) - 2G_x \partial \sigma_{xy} / \partial z) - \\
 & - \alpha_{72}^{un} G_z (\partial (\sigma_{yy} - \sigma_{xx}) / \partial y - 2\partial \sigma_{xy} / \partial x),
 \end{aligned} \tag{16}$$

где при индексировании компонент тензора 4-го ранга α_{ijkl}^{un} были использованы следующие замены: $11 \rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3, 23 \rightarrow 4, 31 \rightarrow 5, 12 \rightarrow 6, 32 \rightarrow 7, 13 \rightarrow 8, 21 \rightarrow 9$. После использования указанных замен выражения для СИ-деформаций приобретают вид

$$\begin{aligned}
 u_{zz}^l = & -\alpha_{33}^{un} \partial G_z / \partial z - \alpha_{13}^{un} (\partial G_x / \partial x + \partial G_y / \partial y), \\
 u_{yy}^l = & -\alpha_{11}^{un} \partial G_y / \partial y - \alpha_{12}^{un} \partial G_x / \partial x - \alpha_{31}^{un} \partial G_z / \partial z - \alpha_{42}^{un} \partial G_y / \partial z - \alpha_{72}^{un} \partial G_z / \partial y, \\
 u_{xx}^l = & -\alpha_{11}^{un} \partial G_x / \partial x - \alpha_{12}^{un} \partial G_y / \partial y - \alpha_{31}^{un} \partial G_z / \partial z + \alpha_{42}^{un} \partial G_y / \partial z + \alpha_{72}^{un} \partial G_z / \partial y, \\
 u_{zy}^l = & -2\alpha_{88}^{un} \partial G_y / \partial z - 2\alpha_{55}^{un} \partial G_z / \partial y - 2\alpha_{24}^{un} (\partial G_y / \partial y - \partial G_x / \partial x), \\
 u_{zx}^l = & -2\alpha_{88}^{un} \partial G_x / \partial z - 2\alpha_{55}^{un} \partial G_z / \partial x + 2\alpha_{24}^{un} (\partial G_y / \partial x + \partial G_x / \partial y), \\
 u_{yx}^l = & -(\alpha_{11}^{un} - \alpha_{12}^{un}) (\partial G_x / \partial y + \partial G_y / \partial x) + 2\alpha_{42}^{un} \partial G_x / \partial z + 2\alpha_{72}^{un} \partial G_z / \partial x,
 \end{aligned} \tag{17}$$

а гауссов пучок G_z вызывает относительное изменение объема

$$u_{ii}^l = (\alpha_{33}^{un} + 2\alpha_{31}^{un}) G_z (8z / k^2 w_0^2 w^2) (1 - 2(x^2 + y^2) / w^2).$$

При отдалении от оси пучка знак изменения объема поменяется.

где $\partial H_{0j} / \partial x_k = \partial H_{0k} / \partial x_j$, с соответствующей энергией

$$w_j^{Hn} = -\alpha_{ijk}^{Hn} G_i \partial H_{0j} / \partial x_k.$$

4. ОПТОФЛЕКСОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Обратный эффект Фарадея, связанный со слагаемым $g_i^H = \alpha_{ij}^H H_{0j}$ и энергией $w_l^H = -\alpha_{ij}^H G_i H_{0j}$, существует во всех средах [1], а СИ-намагниченность при этом составляет $M_j^{lH} = (1/4\pi)\alpha_{ij}^H G_i$.

Существование оптофлексомангнитного эффекта связано со слагаемым

$$g_i^{Hn} = \alpha_{ijk}^{Hn} \partial H_{0j} / \partial x_k,$$

Этот эффект подобен пьезоэлектрическому эффекту и существует в НЦС-магнетиках следующих кристаллических групп: ромбических 222, тетрагональных 422, 42m, $\bar{4}$, ромбоэдрических 32, гексагональных 622, $\bar{6}$, $\bar{6} m2$ и кубических 23, $\bar{4} 3m, 432$. Намагниченность при этом составляет

$$M_j^{lHn} = (1/4\pi)\alpha_{ijk}^{Hn} \partial G_i / \partial x_k.$$

В гексагональных кристаллах симметрии $\bar{6}$ энергия определяется по выражению

$$w_l^{Hn} = \alpha_1^{Hn} (G_x (\partial H_{0y} / \partial y - \partial H_{0x} / \partial x) + G_y (\partial H_{0x} / \partial y + \partial H_{0y} / \partial x)) + \alpha_2^{Hn} (G_y (\partial H_{0x} / \partial x - \partial H_{0y} / \partial y) + G_x (\partial H_{0x} / \partial y + \partial H_{0y} / \partial x)), \quad (18)$$

а выражения для компонент намагниченности имеют вид

$$\begin{aligned} M_x^{Hn} &= (1/4\pi)(\alpha_1^{Hn} (\partial G_y / \partial y - \partial G_x / \partial x) + \alpha_2^{Hn} (\partial G_y / \partial x - \partial G_x / \partial y)), \\ M_y^{Hn} &= (1/4\pi)(\alpha_1^{Hn} (\partial G_x / \partial y + \partial G_y / \partial x) + \alpha_2^{Hn} (\partial G_x / \partial x - \partial G_y / \partial y)), \\ M_z^{Hn} &= 0. \end{aligned} \quad (19)$$

В магнетиках симметрии $23, \bar{4} 3m$ энергия определяется выражением

$$w_l^{Hn} = -2\alpha_{123}^{Hn} (G_x \partial H_{0y} / \partial z + G_y \partial H_{0z} / \partial x + G_z \partial H_{0x} / \partial y) \quad (20)$$

и, следовательно, гауссов пучок с G_z наводит магнитный СИ-антивихрь –

$$\vec{M}_\perp^{Hn} = (1/\pi w^2) \alpha_{123}^{Hn} G_z (\vec{y} + \vec{j}x).$$

Неоднородный ОМ-эффект, связанный со слагаемым

$$g_i^{Mn} = \alpha_{ijk}^{Mn} \partial M_j / \partial x_k$$

и энергией

$$w_l^{Mn} = -\alpha_{ijk}^{Mn} G_i \partial M_j / \partial x_k,$$

существует в НЦС-магнетиках. Выделяя симметричную и антисимметричную части тензора, энергию можно записать как

$$w_l^{Mn} = -\alpha_{ijk}^{Mns} G_i \partial M_j / \partial x_k + J_n V_n^l,$$

где $\vec{J} = \text{rot } \vec{M}$ – вихрь намагниченности (магнитный тороидный момент), $V_n^l = \alpha_{in}^{Mn} G_i$ – магнитоэлектрическое СИ-поле,

$$\alpha_{in}^{Mn} = -(1/2) e_{nj k} \alpha_{ijk}^{Mna}, \alpha_{ijk}^{Mna} = -e_{nj k} \alpha_{in}^{Mn}.$$

В ферромагнетике с классом симметрии 23 энергия равна

$$\begin{aligned} w_l^{Mn} &= -\alpha_1^{Mn} (G_x \partial M_y / \partial z + G_y \partial M_z / \partial x + G_z \partial M_x / \partial y) - \\ &- \alpha_2^{Mn} (G_x \partial M_z / \partial y + G_y \partial M_x / \partial z + G_z \partial M_y / \partial x) \end{aligned} \quad (21)$$

и эффективное магнитное СИ-поле –

$$\begin{aligned} H_x^{LMn} &= \alpha_1^{Mn} \partial G_z / \partial y + \alpha_2^{Mn} \partial G_y / \partial z, \\ H_y^{LMn} &= \alpha_1^{Mn} \partial G_x / \partial z + \alpha_2^{Mn} \partial G_z / \partial x, \\ H_z^{LMn} &= \alpha_1^{Mn} \partial G_y / \partial x + \alpha_2^{Mn} \partial G_x / \partial y. \end{aligned} \quad (22)$$

Гауссов пучок с G_z наводит поле типа антивихрь

$$\vec{H}_\perp^{LMn} = -\left(4/w^2\right) G_z (\alpha_1^{Mn} y\vec{i} + \alpha_2^{Mn} x\vec{j}).$$

В кубических магнетиках симметрии 432 энергия равна

$$w_l^{Mn} = \alpha^{Mn} (\vec{G}, \text{rot } \vec{M})$$

и, следовательно, эффективное магнитное СИ-поле равно

$$\vec{H}_\perp^{LMn} = \alpha^{Mn} \text{rot } \vec{G}.$$

Световой луч с G_z наводит вихревое магнитное поле

$$\vec{H}_\perp^{LMn} = -\left(4/w^2\right) G_z \alpha^{Mn} (y\vec{i} - x\vec{j})$$

подобно электрическому току.

Оптофлексоантиферромагнитный эффект, за который ответственно слагаемое $g_i^{Ln} = \alpha_{ijk}^{Ln} \partial L_j / \partial x_k$ и энергия $w_l^{Ln} = -\alpha_{ijk}^{Ln} G_i \partial L_j / \partial x_k$, существует в ЦАС АФМ [22], а также в НЦС АФМ с эквивалентными подрешетками.

5. НЕОДНОРОДНЫЕ ОПТОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ КОТТОНА–МУТОНА

Оптомагнитные эффекты, обусловленные симметричной частью тензора диэлектрической проницаемости типа

$$\varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkn}^{MM} M_k M_l, \varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkn}^{LL} L_k L_l, \varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkn}^{ML} M_k L_l,$$

проявляются в виде СИ-изменений обменного поля, поля анизотропии, намагниченности подрешеток [8–15].

Неоднородные обратные эффекты Коттона–Мутона (К–М), описывающие слагаемые [21]

$$\varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkln}^{MMn} M_k \partial M_l / \partial x_n, \varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkln}^{LLn} L_k \partial L_l / \partial x_n,$$

и обратные эффекты К–М в электрическом поле, описывающие слагаемые

$$\varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkln}^{MME} M_k M_l E_{0n}, \varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkln}^{LLE} L_k L_l E_{0n},$$

существуют в НЦС магнетиков, а обратные эффекты К–М в поле упругих напряжений

$$\varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijklmn}^{MMu} M_k M_l \sigma_{nm}, \varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijklmn}^{LLu} L_k L_l \sigma_{nm}$$

существуют в любых НЦС-магнетиках.

Оптомагнитные эффекты, описывающие слагаемые

$$\varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkln}^{MLn} M_k \partial L_l / \partial x_n, \varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkln}^{HLn} H_{0k} \partial L_l / \partial x_n,$$

$$\varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkln}^{MLE} M_k L_l E_{0n}, \varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkln}^{HLE} H_{0k} L_l E_{0n},$$

существуют в ЦАС АФМ и в НЦС АФМ с эквивалентными подрешетками.

ОМ-эффект К–М в неоднородном магнитном поле ($\varepsilon_{ij}^s = \alpha_{ijkln}^{LHn} L_k \partial H_{0l} / \partial x_n$) и в поле линейно поляризованной по x волны в АФМ симметрии $\bar{3}'m'$ (Cr_2O_3), $\bar{3}'m$, $\bar{3}'$ определяется энергией

$$w_l^{LHn} = T_{xx}^s [\alpha_{11123}^{LHn} (L_x \partial H_{0y} / \partial z - L_y \partial H_{0x} / \partial z) + \alpha_{11132}^{LHn} (L_x \partial H_{0z} / \partial y - L_y \partial H_{0z} / \partial x) + \alpha_{11312}^{LHn} L_z (\partial H_{0x} / \partial y - \partial H_{0y} / \partial x)],$$

и, следовательно, СИ-намагниченность имеет вид

$$M_x^{LHn} = (1/4\pi) (\alpha_{11123}^{LHn} \partial(T_{xx}^s L_y) / \partial z - \alpha_{11312}^{LHn} \partial(T_{xx}^s L_z) / \partial y),$$

$$M_y^{LHn} = -(1/4\pi) (\alpha_{11123}^{LHn} \partial(T_{xx}^s L_x) / \partial z - \alpha_{11312}^{LHn} \partial(T_{xx}^s L_z) / \partial x),$$

$$M_z^{LHn} = -(1/4\pi) \alpha_{11132}^{LHn} (\partial(T_{xx}^s L_x) / \partial y - \partial(T_{xx}^s L_y) / \partial x).$$

В однородном СП намагниченность определяется неоднородностями вектора антиферромагнетизма, в частности, $M_z^{LHn} = (1/4\pi) \alpha_{11132}^{LHn} T_{xx}^s \text{rot}_z \vec{L}$, в отличие от слабого ферромагнетизма [1,3,23].

В магнитном и электрическом поле и в поляризованном по z СП в магнетиках симметрии $\bar{3}'m'$, $\bar{3}'m$, $\bar{3}'$ энергия будет

$$w_l^{HLE} = T_{zz}^s [\alpha_{33312}^{HLE} H_{0z} (L_x E_{0y} - L_y E_{0x}) + \alpha_{33231}^{HLE} L_z (H_{0y} E_{0x} - H_{0x} E_{0y}) + \alpha_{33123}^{HLE} (H_{0x} L_y - H_{0y} L_x) E_{0z} + \alpha_{33111}^{HLE} (H_{0x} (E_{0x} L_x - L_y E_{0y}) - H_{0y} (L_x E_{0y} + L_y E_{0x}))]$$

и, следовательно, СИ-намагниченность равна

$$M_z^l = -(1/4\pi) T_{zz}^s \alpha_{33312}^{HLE} (L_x E_{0y} - L_y E_{0x}),$$

$$M_y^l = -(1/4\pi) T_{zz}^s [\alpha_{33231}^{HLE} L_z E_{0x} - \alpha_{33123}^{HLE} L_x E_{0z} + \alpha_{33111}^{HLE} (L_x E_{0y} + L_y E_{0x})],$$

$$M_x^l = -(1/4\pi) T_{zz}^s [-\alpha_{33123}^{HLE} L_z E_{0y} - \alpha_{33111}^{HLE} L_y E_{0z} + \alpha_{33111}^{HLE} (E_{0x} L_x - L_y E_{0y})],$$

а СИ-поляризация равна

$$\begin{aligned} P_z^l &= -(1/4\pi)T_{zz}^s \alpha_{33312}^{HLE} (H_{0x}L_y - H_{0y}L_x), \\ P_y^l &= -(1/4\pi)T_{zz}^s [\alpha_{33312}^{HLE} H_{0z}L_x - \alpha_{33231}^{HLE} H_{0x}L_z - \alpha_{33111}^{HLE} (H_{0x}L_y + H_{0y}L_x)], \\ P_x^l &= -(1/4\pi)T_{zz}^s [-\alpha_{33312}^{HLE} H_{0z}L_y + \alpha_{33231}^{HLE} H_{0y}L_z + \alpha_{33111}^{HLE} (H_{0x}L_x - H_{0y}L_y)]. \end{aligned} \quad (25)$$

Гауссов пучок с линейно-поляризованным излучением наводит намагниченность, так же как циркулярно-поляризованным излучением.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты описанных выше исследований представляют определенный интерес не только в гносеологическом плане, но и с точки зрения возможности их практического использования. При этом вряд ли стоит надеяться на однородные ОМ-эффекты, поскольку они проявляют себя лишь при большой интенсивности светового поля, в отличие от неоднородных ОМ-эффектов, которые могут проявлять себя и в слабом световом поле с достаточно сильной неоднородностью [21]. Рассмотренные выше эффекты можно использовать для управления магнитными и электрическими параметрами магнетиков путем СИ-наведения или изменения параметров за счет СИ-полей. Эффективные СИ-поля обладают несомненными преимуществами по сравнению с обычными полями, поскольку они локализируются в пределах светового луча, могут иметь очень малую длительность и не создают электромагнитных помех. Кроме однородных и неоднородных «обобщенных поляризаций» \vec{P} , \vec{M} , \vec{J} , \vec{C} , СП наводит неоднородные «поляризации» высшего порядка (например, полоидальные дипольные моменты, спиральные структуры).

Учет временную дисперсию можно путем замены $\alpha_{i,n}^{(\cdot)}$ на $\alpha_{\omega i,n}^{(\cdot)} = \partial \omega \alpha_{i,n}^{(\cdot)} / \partial \omega$. Рассмотренные ОМ-эффекты будут слабыми из-за нелинейности и низких величин МО-констант. Поэтому они будут более заметными вблизи точек неустойчивости (статических и динамических) состояний, например, вблизи точек фазовых переходов и точек образования МО-солитонов и МО-каналов [10,11,15,24].

Свет производит СИ изменений во всех подсистемах магнетика, а также нагревает магнетик. Поэтому приходится использовать короткие мощные импульсы в эксперименте. Мощный пучок излучения наводит квазистатические и динамические, однородные и неоднородные изменения в магнитной, поляризационной и упругой подсистемах, поэтому однозначная интерпретация будет нелегкой задачей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания для Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992.
2. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979.
3. Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшинин В.В. и др. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. М.: Физматлит, 2001.
4. Смоленский Г.А., Писарев Р.В., Синий И.Г. // Успехи физ. наук. 1975. Т. 116. № 2. С. 231.
5. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988.
6. Ожогин В.И., Шапиро В.Г. Физические величины / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З.Мелихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
7. Путаевский Л.П. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. № 5. С. 1450.
8. Pershan P.S., van der Ziel I.P., Malmstrom L.D. // Phys. Rev. 1966.V. 143. № 2. P. 574.
9. Балбашов А.М., Зон Б.А., Купершмидт В.Я. и др. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 5. С. 304.
10. Кабыченков А.Ф. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. № 10. С. 1219.
11. Kabychenkov A. // Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics. Non-linear Electromagnetic Systems / Ed. V. Kose, J. Sievert. Amsterdam: IOS Press, 1998. V. 13. P. 879.
12. Иванов Б.А. // Физика низких температур. 2014. Т. 40. № 2. С. 119.
13. Калашикова А.М., Киммель А.В., Писарев Р.В. // Успехи физ. наук. 2005. Т. 185. № 10. С. 1064.
14. Кабыченков А.Ф., Лисовский Ф.В. // ЖТФ. 2022. Т. 92. № 3. С. 453.
15. Кабыченков А.Ф. // ФТТ. 2006. Т. 48. № 3. С. 485.
16. Дзялошинский И.Е. // ЖЭТФ. 1957. Т. 37. № 3. С. 881.

17. *Астров Д.Н.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. №3. С. 984.
18. *Birss R.* Symmetry and Magnetism. Amsterdam: North-Holland Publ. Co, 1964.
19. *Кричевцов Б.Б., Писарев Р.В., Селицкий А.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. №6. С. 259.
20. *Боровик-Романов А.С.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. №4. С. 1088.
21. *Кабыченков А.Ф., Лисовский Ф.В.* // ЖЭТФ. 2014. Т. 145. № 4. С. 733.
22. *Кабыченков А.Ф., Лисовский Ф.В.* // ЖТФ. 2019. Т. 89. № 7. С. 1039.
23. *Дзялошинский И.Е.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. № 6. С. 1548.
24. *Кабыченков А.Ф.* // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. № 1. С. 45.

OPTOMAGNETIC EFFECTS IN CENTROANTISYMMETRIC AND NON-CENTROSYMMETRIC MAGNETIC ORDERED MEDIA

A. F. Kabychenkov, F. V. Lisovsky*

*Fryazino Branch Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS,
Vvedensky Square, 1, Fryazino, Moscow Region, 141190 Russian Federation*

**E-mail: lisovsky.f@yandex.ru*

Received September 07, 2022, revised April 08, 2024, accepted April 24, 2024

The conditions for the existence of certain homogeneous and inhomogeneous optomagnetic effects due to light-induced changes in the ground state have been determined for the actually existing magnetic ordered single crystals with different magnetic symmetry.

Keywords: magnetic symmetry, magnetic ordered single crystal, non-centrosymmetric medium, optoflexomagnetic effect, optomagnetic effect, light-induced change, toroidal moment, centroantisymmetric medium