РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2023, том 68, № 12, с. 1172–1177

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.624;537.632

ГЕЛИКОИДАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ МАГНЕТИКОВ В БИГАРМОНИЧЕСКОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

© 2023 г. А. Ф. Кабыченков[a], Ф. В. Лисовский[a, *]

[a] *Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация*

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

Поступила в редакцию 16.07.2022 г.
После доработки 02.02.2023 г.
Принята к публикации 25.04.2023 г.

Построена фазовая диаграмма нецентросимметричного ферромагнетика в присутствии бигармонического светового поля. Показана возможность существования в зонах неустойчивости спиральных магнитных структур и выполнен анализ их свойств. Обсуждена возможность практического использования полученных результатов.

DOI: 10.31857/S0033849423110050, **EDN:** UHZGNW

ВВЕДЕНИЕ

Учет магнитной симметрии, влияющей практически на все свойства магнитоупорядоченных сред, позволил не только выяснить причину возникновения известных, но непонятных явлений, но и предсказать и обнаружить целый ряд ранее неизвестных явлений, в частности, пьезомагнетизм, слабый ферромагнетизм, магнитоэлектрический эффект, существование геликоидальных структур и др. (см., например, [1–3]). Более того, именно учет магнитной симметрии позволил разобраться в описании и классификации прямых [1–5] и обратных (оптомагнитных) [6–13] магнитооптических эффектов, возникающих вследствие зависимости диэлектрической проницаемости от намагниченностей подрешеток, магнитного поля, дисторсии, упругих натяжении, поляризации, электрического поля, температуры, их градиентов [11] и комбинации этих параметров. Было указано также, что в антиферромагнетиках могут существовать оптопьезомагнитный, оптомагнитоэлектрический, оптопиромагнитный и другие эффекты [14].

В отличие от квазимонохроматических световых волн, которые, как известно, благодаря нелинейному магнитоэлектрическому взаимодействию создают постоянные и однородные эффективные магнитные поля [7–14], полигармоническое световое поле создает переменные и неоднородные эффективные магнитные поля [11, 15, 16]. Частоты этих полей могут лежать в области частот ферромагнитного (ФМ) или антиферромагнитного (АФМ) резонанса, что дает возможность эффективно возбуждать прецессию намагниченности световым воздействием [16].

Влияние неоднородных светоиндуцированных (СИ) магнитных полей на поведение магнетика особенно сильно сказывается в средах без центра инверсии, у которых основное состояние является неоднородным [1], причем масштаб неоднородностей намагниченности в общем случае может быть сопоставимым с масштабом неоднородностей, создаваемых светом. Характерным для нецентросимметричных магнетиков (см. далее) является наличие в выражении для термодинамического потенциала неоднородных слагаемых типа $b_{ijk} M_{ik} \left(\partial M_k / \partial x_j \right)$, которые могут иметь отрицательный знак и понижать энергию. Коэффициент b_{ijk} изменяет знак под действием операции пространственной инверсии, поэтому это слагаемое существует только в магнетиках без центра инверсии.

Цель данной работы – дать подробный анализ влияния СИ-полей на свойства и поведение нецентросимметричных кубических ферромагнетиков для простейшего варианта внешнего полигармонического светового поля, а именно бигармонического, когда в безграничной среде вдоль определенного направления распространяются две волны светового диапазона, имеющие различные частоты ω_1, ω_2 и волновые векторы $\vec{k}_1, \vec{k}_2$. Выбор данного варианта позволяет получить аналитическое решение динамических уравнений, а процедура проведения анализа свойств и поведения магнетиков может быть использована и для других полигармонических световых пакетов. Были рассмотрены случаи попутного и встречного распространения двух волн с параллельной и антипараллельной ориентацией волновых векторов соответственно. Оказалось, что однонаправленные гармоники наводят постоянные и однородные СИ-поля, противонаправленные или неколлинеарные – непостоянные и неоднородные.

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Плотность энергии для выбранного случая можно записать в виде

$$w = w_0 + w_m + w_{ml}, \tag{1}$$

где

$$w_m = w_{me} + w_{ma} + w_{mne} + w_{mnr} - \vec{M}\left[\vec{H} - (1/2)\,\vec{H}_d\right]$$

– плотность энергии магнитной подсистемы,

$$w_{me} = (1/2)\,A\vec{M}^2 + (1/4)\,B\vec{M}^4$$

– плотность энергии однородного обменного взаимодействия,

$$w_a = (1/4)\,K\left(M_x^4 + M_y^4 + M_z^4\right)$$

– плотность энергии кристаллической анизотропии, $w_{mne} = (1/2)\,a\left(\partial\vec{M}/\partial x_i\right)^2$ – плотность энергии неоднородного обменного взаимодействия, w_{mnr} – плотность связанной с релятивистским взаимодействием энергии, присущей кристаллам без центра симметрии, которая для класса симметрии $\bar{4}3m$ равна

$$w_{mnr} = \frac{1}{2}b\left[M_x\left(\frac{\partial M_y}{\partial z} + \frac{\partial M_z}{\partial y}\right) + \right.$$
$$\left. + M_y\left(\frac{\partial M_z}{\partial x} + \frac{\partial M_x}{\partial z}\right) + M_z\left(\frac{\partial M_x}{\partial y} + \frac{\partial M_y}{\partial x}\right)\right],$$

для класса симметрии 432 (например, для MnSi и FeGe) $w_{mnr} = (1/2)b\vec{M}\operatorname{rot}\vec{M}$ [1], для класса симметрии $m3m$ (например, для $Y_3Fe_5O_{12}$) $w_{mnr} = 0$, $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_d$ – напряженность внутреннего магнитного поля, $\vec{H}_0$ – напряженность внешнего магнитного поля, $\vec{H}_d$ – напряженность поля размагничивания.

В центросимметричных магнетиках основное состояние будет однородным, причем вектор намагниченности будет направлен по ребру элементарной ячейки или по пространственной диагонали при положительной и отрицательной константах анизотропии соответственно. В нецентросимметричных магнетиках минимум плотности неоднородной энергии будет отрицательным, т.е. $w_{mne} + w_{mnr} < 0$, и основное состояние будет неоднородным.

Выражение для средней по времени плотности энергии кристалла в световом поле при слабом поглощении и малой временной дисперсии может быть представлено в виде

$$w_{ml} = (1/16\pi)\varepsilon_{ij\omega}E_iE_j^*, \tag{2}$$

где $\varepsilon_{ij\omega} = \partial(\omega\varepsilon_{ij})/\partial\omega$ (ε_{ij} – диэлектрическая проницаемость), E_i – компоненты комплексного электрического поля световой волны [1]. В ферромагнетике с учетом неоднородных эффектов Фарадея и Коттона–Мутона

$$\begin{aligned}\varepsilon_{ij} &= \varepsilon_{ij}^{(0)} + i\alpha_{ijk}M_k + i\alpha'_{ijkl}\frac{\partial M_k}{\partial x_l} + \\ &+ \beta_{ijkl}M_kM_l + \beta'_{ijklm}M_k\frac{\partial M_l}{\partial x_m} + \ldots\end{aligned} \tag{3}$$

и в бигармоническом световом поле

$$\vec{E} = \vec{E}_0^{(1)}\exp(i\psi_1) + \vec{E}_0^{(2)}\exp(i\psi_2)$$

плотность энергии описывается выражением

$$w_{ml} = \vec{M}^2Q_0 + M_iM_jQ_{ij} - \vec{M}\vec{G} - \vec{J}\vec{G}', \tag{4}$$

где

$$Q_0 = (1/16\pi)\beta_{12\omega}\left(\left|\vec{E}_0^{(1)}\right|^2 + \left|\vec{E}_0^{(2)}\right|^2\right) +$$
$$+ (\vec{E}_0^{(1)}\vec{E}_0^{(2)*})\exp(i\psi) + (\vec{E}_0^{(2)}\vec{E}_0^{(1)*})\exp(-i\psi),$$

$\beta_{\lambda\mu}$ – константы линейного магнитного двулучепреломления, $\beta_{\lambda\mu\omega} = \partial(\beta_{\lambda\mu})/\partial\omega$, $\vec{E}_0^{(1,2)}$ и $\psi_{1,2} = \vec{k}_{1,2}\vec{x} - \omega_{1,2}t$ – амплитуды и фазы гармоник, $\omega_1 \approx \omega_2$, $\psi = \psi_1 - \psi_2 = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\vec{x} - (\omega_1 - \omega_2)t$, $Q_{ij} = ((\beta_{11\omega} - \beta_{12\omega})\delta_{ij} + \beta_{44\omega}(1 - \delta_{ij}))T_{ij}^{(s)}$ – константы магнитной СИ-анизотропии,

$$T_{ij}^{(s)} = (1/16\pi)[E_{0i}^{(1)}E_{0j}^{(1)*} + E_{0i}^{(2)}E_{0j}^{(2)*} +$$
$$+ E_{0i}^{(1)}E_{0j}^{(2)*}\exp(i\psi) + E_{0i}^{(2)}E_{0j}^{(1)*}\exp(-i\psi) + \text{c.c.}]$$

– тензор “светового напряжения” (с.с. – комплексное сопряжение), $\vec{G} = \alpha_\omega\vec{G}_0$ – вектор напряженности эффективного магнитного СИ-поля [1], $\alpha_\omega = \partial(\omega\alpha)/\partial\omega$ (α – константа циркулярного однородного магнитного двулучепреломления),

$$\vec{G}_0 = (i/16\pi)\left\{[\vec{E}_0^{(1)*}\vec{E}_0^{(1)}] + [\vec{E}_0^{(2)*}\vec{E}_0^{(2)}] + \right.$$
$$\left. + [\vec{E}_0^{(1)*}\vec{E}_{0j}^{(2)}]\exp(i\psi) + [\vec{E}_0^{(2)*}\vec{E}_0^{(1)}]\exp(-i\psi) + \text{c.c.}\right\}.$$

$\vec{J}$ – вектор тороидного момента (“эффективного тока”), компоненты которого для класса симметрии $\bar{4}3m$ имеют вид

$$J_x = \partial M_y/\partial z + \partial M_z/\partial y,$$
$$J_y = \partial M_z/\partial x + \partial M_x/\partial z,$$
$$J_z = \partial M_x/\partial y + \partial M_y/\partial x,$$

для класса симметрии 432 вектор $\vec{J} = -\mathrm{rot}\vec{M}$; для центросимметричных магнетиков классов $m3m$ или $m3$ вектор $\vec{J} = 0, \vec{G}' = \alpha'_\omega \vec{G}_0$ – эффективный СИ "векторный потенциал", $\alpha'_\omega = \partial(\omega\alpha')/\partial\omega$ (α' – константа неоднородного циркулярного магнитного двулучепреломления).

Эффективное магнитное поле в общем случае представляется выражением

$$\vec{H}^{\text{эф}} = -(\delta w/\delta\vec{M}) = \\ = -\partial w/\partial\vec{M} + \partial(\partial w/\partial(\partial\vec{M}/\partial x_i))\partial x_i,$$

которое с учетом (1) и (4) для магнетика с классом симметрии 432 сводится к виду

$$\vec{H}^{\text{эф}} = \vec{H} + \vec{G} - (A + 2Q_0 + B\vec{M}^2)\vec{M} - \\ - (KM_i^3 + 2Q_{ij}M_j)\vec{e}_i - \mathrm{rot}(b\vec{M} + \vec{G}') + a\Delta\vec{M}, \quad (5)$$

где $\vec{e}_i$ – базисные вектора. Отсюда следует, что световое поле создает эффективное магнитное поле, обменное поле, поле анизотропии и обменно-релятивистское поле. Как уже упоминалось ранее, однонаправленные гармоники наводят постоянные и однородные СИ-поля, противонаправленные или неколинеарные – непостоянные и неоднородные. Для неоднородного распределения намагниченности с несохраняющимся модулем стационарные состояния определяются из уравнения $\vec{H}^{\text{эф}} = 0$.

2. МАГНЕТИК В ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

Для линейно поляризованных световых волн $\vec{E}_0^{(1)} = \vec{E}_0^{(2)} = (0, 0, E_{0z}^{(1)})$, распространяющихся вдоль оси x, в отсутствие поля $\vec{H}$ имеем

$$\left[A_i + Q_i\cos(k_x x) + B\vec{M}^2 + KM_i^2\right]M_i\vec{e}_i + \\ + b\,\mathrm{rot}\vec{M} - a\Delta\vec{M} = 0, \quad (6)$$

где $k_x = k_{1x} - k_{2x}$, $\beta_{11\omega} = \partial(\beta_{11})/\partial\omega$, $\beta_{12\omega} = \partial(\beta_{12})/\partial\omega$, $A_i = A + Q_{00} + Q_{33}\delta_{iz}$, $Q_i = Q_{00} + Q_{33}\delta_{iz}$, $Q_{00} = (\beta_{12\omega}/8\pi)\left|E_{0z}^{(1)}\right|^2$, $Q_{33} = ((\beta_{11\varpi} - \beta_{12\omega})/4\pi)\left|E_{0z}^{(1)}\right|^2$. Световое поле изменяет константу неоднородного обменного взаимодействия и наводит одноосную анизотропию с осью в плоскости волнового фронта.

Для однонаправленных волн (с $k_{1x} = k_{2x}$) СИ-поля будут однородными и возможны такие основные состояния: парамагнитное (ПМ), когда $\vec{M} = 0$, однородное ферромагнитное (ФМ) и неоднородное ферромагнитное (НФМ). Противонаправленные волны (с $k_{1x} = -k_{2x}$) изменяют и модулируют константу однородного обмена, а уравнение (6) представляет собой нелинейное уравнение Матье с "затуханием" [17]. Положение зон устойчивости и неустойчивости решений этого уравнения для полигармонических волн (в том числе и для бигармонических) не может быть непосредственно определено по диаграмме Айнса–Стретта [17], которая относится к "одноволновому" случаю и использует декартовы оси координат с нормированными на параметры этой волны значениями. В полигармоническом случае варьирование параметров светового поля может вызывать каскад фазовых переходов, происходящих не только при изменении амплитуды, но при изменении длины волны света. Основное состояние при этом определяется взаимодействием собственной и наведенной световым полем структур. Обратимся к анализу этих явлений.

Ограничимся случаем линейных уравнений (6) при $Q_{00} \gg Q_{33}$, тогда имеем

$$\left[A_x + Q_{00}\cos(k_x x)\right]M_x - a\left(\partial^2 M_x/\partial x^2\right) = 0,$$

$$\left[A_x + Q_{00}\cos(k_x x)\right]M^{\pm} \pm \\ \pm ib\left(\partial M^{\pm}/\partial x\right) - a\left(\partial^2 M^{\pm}/\partial x^2\right) = 0, \quad (7)$$

где $M^{\pm} = M_y \pm iM_z$. Компоненту M_x для рассматриваемой геометрии задачи следует положить равной нулю. В этих условиях замена переменных $M^{\pm} = m^{\pm}\exp(\pm ik_0 x)$, где $k_0 = b/2a$, переводит второе уравнение системы (7) в уравнение Матье

$$\left(\partial^2 m^{\pm}/\partial\xi^2\right) + [\delta + \varepsilon\cos(2\xi)]m^{\pm} = 0, \quad (8)$$

где $\xi = k_1 x$, $\delta = -(A_b/ak_1^2)$, $A_b = A_x - ak_0^2$, $\varepsilon = -(Q_{00}/ak_1^2)$, решения которого выражаются через специальные функции [17].

3. АНАЛИЗ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Для получения приближенных решений уравнения (8) методом теории возмущений (см. [18]) представим все функции и параметры в виде разложения по малому параметру $|\varepsilon| \ll 1$, т.е.

$$m^{\pm} = m_0^{\pm} + \varepsilon m_1^{\pm} + \varepsilon^2 m_2^{\pm} + \ldots, \\ \delta = n^2 + \varepsilon\delta_1 + \varepsilon^2\delta_2 + \ldots. \quad (9)$$

Подставляя ряды (9) в уравнение (8), находим, что

$$\frac{\partial^2 m_0^{\pm}}{\partial \xi^2} + n^2 m_0^{\pm} = 0,$$

$$\frac{\partial^2 m_1^{\pm}}{\partial \xi^2} + n^2 m_1^{\pm} = -[\delta_1 + \cos(2\xi)]\, m_0^{\pm}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 m_2^{\pm}}{\partial \xi^2} + n^2 m_2^{\pm} = -[\delta_1 + \cos(2\xi)]\, m_1^{\pm} - \delta_2 m_0^{\pm}.$$

Анализ показывает, что при $n = 1$, $\delta_1 = -1/2$, $\delta_2 = -1/32$ уравнение (10) имеет следующие периодические решения:

$$M_y = 2c_1 \cos(q_0\xi) C_{1\varepsilon}, \;\; M_z = 2c_1 \sin(q_0\xi) C_{1\varepsilon}, \quad (11)$$

где

$$C_{1\varepsilon} = \cos\xi + \left[(\varepsilon/16) + \varepsilon^2(\delta_1/128)\right]\cos 3\xi - \\ - \varepsilon^2(\delta_2/24)\cos 5\xi,$$

c_1 – константа, $q_0 = k_0/k_1$, а при $n = 1$ и $\delta_1 = 1/2$, $\delta_2 = -1/32$

$$M_y = -2c_1 \sin(q_0\xi) S_{1\varepsilon}, \;\; M_z = -2c_1 \sin(q_0\xi) S_{1\varepsilon}, \quad (12)$$

где $S_{1\varepsilon} = \sin\xi + [(\varepsilon/16) + \varepsilon^2(\delta_1/128)]\sin 3\xi - \varepsilon^2(\delta_2/24)\sin 5\xi$. Соотношения (11) и (12) определяют смещенные по фазе спирали с двумя периодами: собственным $x_0 = 2\pi/k_0$, и светоиндуцированным $x_1 = 2\pi/k_1$. Линии $\delta = 1 \pm (1/2)\varepsilon - (1/32)\varepsilon^2$, в ненормированных координатах описываемые уравнениями

$$-A = a(k_1^2 - k_0^2) + \\ + Q_{00}(1 - (\pm 1/2) - (1/32)(Q_{00}/ak_1^2)),$$

определяют левую и правую границы первой области неустойчивости. Граничные решения в линейном приближении будут устойчивыми.

Во второй зоне при значениях $n = 2$, $\delta_1 = 0$, $\delta_2 = 5/24$, существуют следующие периодические решения:

$$M_y = 2c_1 \cos(q_0\xi) C_{2\varepsilon}, \;\; M_z = 2c_1 \sin(q_0\xi) C_{2\varepsilon}, \quad (13)$$

где

$$C_{2\varepsilon} = \cos(2\xi) + \varepsilon(1/24)(-3 + \cos(4\xi)) + \\ + \varepsilon^2(1/24)(1/32)\cos(6\xi),$$

а при $n = 2$, $\delta_1 = 0$, $\delta_2 = -1/24$, имеем

$$M_y = -(\pm)2c_1 \sin(q_0\xi) S_{2\varepsilon}, \\ M_z = \pm 2c_1 \cos(q_0\xi) S_{2\varepsilon}, \quad (14)$$

где

$$S_{2\varepsilon} = \sin(2\xi) + \varepsilon(1/24)\sin(4\xi) + \\ + \varepsilon^2(1/24)(1/32)\sin(6\xi).$$

Спираль, определяемая уравнением (13), имеет один период x_0, а спирали, определяемые уравнением (14), два: x_0 и $x_1/2$. Первую можно рассматривать как сумму двух спиралей с периодом x_0 и с периодами x_0 и $x_1/2$. Уравнения $\delta = 2 + (5/24)\varepsilon^2$ и $\delta = 2 - (1/24)\varepsilon^2$, в ненормированных параметрах имеющие вид

$$-A = a(2k_1^2 - k_0^2) + Q_{00}(1 + (5/24)Q_{00}/ak_1^2)$$

и

$$-A = a(2k_1^2 - k_0^2) + Q_{00}(1 - (1/24)Q_{00}/ak_1^2),$$

определяют границы второй области неустойчивости.

Найдем среднюю по периоду энергию

$$\langle w \rangle = \int_0^{2\pi} w d\xi$$

для всех представляющих интерес ситуаций. При $n = 1$ (в первой зоне) для спирали, задаваемой выражением (11), энергия

$$\langle w_1 \rangle = 4\pi c_1^2[(A_b + 2Q_{00})\varepsilon_0 + ak_1^2\varepsilon_0' + \varepsilon_1^{+}Q_{00}],$$

где $\varepsilon_0 = (1/2)(1 + \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)$, $\varepsilon_0' = (1/2)(1 + 9\varepsilon_1^2 + 25\varepsilon_2^2)$, $\varepsilon_1^{(+)} = (1/2) + \varepsilon_1 + \varepsilon_1\varepsilon_2$.

В линейном приближении по Q_{00} ПМ-состояние будет устойчиво при $A_1 = A + a(k_1^2 - k_0^2) + 3Q_{00} > 0$, а спиральное при $A_1 < 0$. В квадратичном приближении по Q_{00} ПМ-состояние будет устойчиво при $A_1 + A_{11} > 0$, а спиральное при $A_1 + A_{11} < 0$, где $A_{11} = (Q_{00}/16ak_1^2)^2 (A + ak_0^2 - 23ak_1^2)$.

При $n = 1$ для спирали, определяемой выражением (12), энергия

$$\langle w_2 \rangle = 4\pi c_1^2[(A_b + 2Q_{00})\varepsilon_0 + ak_1^2\varepsilon_0' + \varepsilon_1^{(-)}Q_{00}],$$

где $\varepsilon_1^{(-)} = -(1/2) + \varepsilon_1 + \varepsilon_1\varepsilon_2$.

В линейном приближении по Q_{00} условием существования для ПМ-состояния служит требование $A_2 = A + a(k_1^2 - k_0^2) + Q_{00} > 0$, а для спирального состояния – требование $A_2 < 0$. В квадратичном приближении по ($n = 2$) ПМ-состояние при $A_2 + A_{21} > 0$ и спиральное при $A_2 + A_{21} < 0$, где $A_2 = A + a(k_1^2 - k_0^2) + Q_{00} > 0$, $A_{21} = A_{11}$.

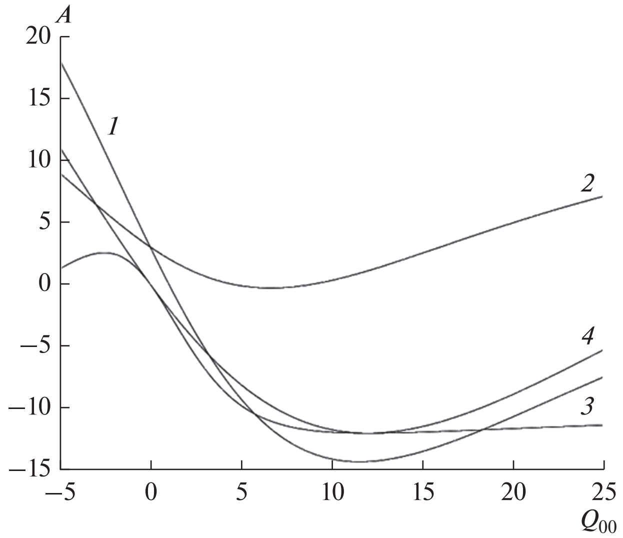

Рис. 1. Диаграмма фазовых состояний в квадратичном приближении: линии *1–4* определяют границы парамагнитного состояния и спиральных состояний (11)–(14) соответственно.

Во второй зоне ($n = 2$) для спирали, определяемой выражением (13), энергия в квадратичном приближении по Q_{00} будет равна

$$\langle w_3 \rangle = 4\pi c_1^2 (A_3 + A_{31}), \quad \text{где}$$
$$A_3 = A + a(4k_1^2 - k_0^2) + 2Q_{00},$$

где $A_{31} = (Q_{00} / 24ak_1^2)^2 (19A - 19ak_0^2 + 256ak_1^2)$, и, следовательно, ПМ-состояние существует при $A_3 + A_{31} > 0$, а спиральное – при $A_3 + A_{31} < 0$.

При $n = 2$ для спирали, определяемой выражением (14) энергия в квадратичном приближении по Q_{00} будет равна

$$\langle w_4 \rangle = 4\pi c_1^2 (A_4 + A_{41}),$$

где $A_4 = A_3$, $A_{41} = (Q_{00} / 24ak_1^2)^2 (A - ak_0^2 - 32ak_1^2)$, следовательно, при $A_4 + A_{41} > 0$ будет устойчива ПМ-фаза, а в области $A_4 + A_{41} < 0$ – спиральная фаза. В линейном по Q_{00} приближении энергия $\langle w_4 \rangle = 4\pi c_1^2 A_4$, где $A_4 = A_3$, следовательно, при $A_3 > 0$ будет устойчива ПМ-фаза, а в области $A_3 < 0$ – спиральная фаза.

На рис. 1 показана диаграмма фазовых состояний в квадратичном приближении при $k_1\sqrt{a} = 1$ и $k_0\sqrt{a} = 2$, где линии *1–4*, отделяют определяющими уравнениями $A_l + A_{l1} = 0$, $l = 1–4$, отделяют парамагнитное состояние (выше линий) от спиральных состояний (11)–(14) (ниже линий) соответственно. При больших значениях A парамагнитное состояние с ростом Q_{00} переходит в спиральное состояние. В интервале $0 < A < 3$ с увеличением Q_{00} основное состояние (12), определяемое в основном собственной спиральной структурой, сменяется парамагнитным состоянием, а далее парамагнитное состояние снова переходит в спиральное состояние (12), определяемое в основном спиральной СИ-структурой. При $Q_{00} > 0$ энергия спирали, описываемой уравнением (12), меньше, чем у других и, следовательно, она будет основным состоянием, а остальные спирали будут метастабильными. При $Q_{00} < 0$ основным состоянием будет спираль, описываемая уравнением (11), а остальные спирали будут метастабильными.

4. МАГНЕТИК В ЦИРКУЛЯРНО ПОЛЯРИЗОВАННОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

В случае циркулярно поляризованных световых волн, распространяющихся вдоль оси x, у которых $E_{0z}^{(1)} = -iE_{0y}^{(1)}$, $E_{0z}^{(2)} = -iE_{0y}^{(2)}$ и $E_{0z}^{(1)} = E_{0z}^{(2)}$, линейные уравнения состояния в поле $\vec{H}_0 = (H_{0x}, 0, 0)$ при существовании зависимости $M_i(x)$ имеют вид

$$\begin{gathered}
[\mathbf{A}_{12} + Q_{12}\cos(k_x x)] M_x - a\left(\partial^2 M_x / \partial x^2\right) = \\
= H_{0x} + G_{00}[1 + \cos(k_x x)], \\
[\mathbf{A}_{11} + Q_{11}\cos(k_x x)] M^{\pm} \pm \\
\pm ibM^{\pm} - a(\partial^2 M^{\pm} / \partial x^2) = 0,
\end{gathered} \tag{15}$$

где $A_{12} = A + 4\pi + 2Q_{12}$, $A_{11} = A + 2Q_{11}$, $Q_{12,11} = (\beta_{12\omega,11\omega}/4\pi)\left|E_{0z}^{(1)}\right|^2$, $G_{00} = (\alpha_\omega/4\pi)\left|E_{0z}^{(1)}\right|^2$. Плоские световые волны наводят “векторный потенциал” $G_x' = (a_w'/a_w) G_{00}(1 + \cos(k_x x))$, однородный по фронту, который не входит в уравнение (15), так как $\mathrm{rot}\vec{G}' = 0$ (см. (5)), однако пучок света влияет на магнитные состояния [14].

Видно, что по сравнению с уравнением (6) первое уравнение в системе (15) имеет правую часть с однородным и неоднородным слагаемыми. Световое поле перенормирует обменную константу, наводит одноосную анизотропию с осью по направлению распространению волн и смещает внешнее магнитное поле. В области больших эффективных полей в приближении $ak_1^2 \ll A_{12}$ намагниченность $M_x = (H_{0x} + G_{00}(1 + \cos(k_x x)))/(A_{12} + Q_{12}\cos(k_x x))$, откуда следует, что первое уравнение системы (15) приобретает вид

$$\begin{gathered}
[\delta' + \varepsilon' \cos(2\xi)] M_x + \\
+ \partial^2 M_x / \partial \xi^2 = -H' - G' \cos(2\xi),
\end{gathered} \tag{16}$$

где $\delta' = -A_{12}/ak_1^2$, $\varepsilon' = -Q_{12}/ak_1^2$, $H' = (H_{0x} + G_{00})/ak_1^2$, $G' = G_{00}/ak_1^2$. В области характерных волновых чисел можно использовать разложение типа (9) и систему (10). Тогда в окрестности “основного резонанса” $n = 1$ выражения для намагниченности приобретают следующий вид:

$$M_x = a_{c0} + a_{c1}\cos(2\xi) + \\ + a_{c2}\cos(4\xi) + a_{c3}\cos(6\xi) + c_1 C_{1\varepsilon},$$

$$M_x = a_{s0} + a_{s1}\cos(2\xi) + \\ + a_{s2}\cos(4\xi) + a_{s3}\cos(6\xi) + c_1 S_{1\varepsilon}, \tag{17}$$

где

$$a_{c0,s0} = -H' + \varepsilon'(1/2)(-(\pm)H' - (1/3)G') - \\ - \varepsilon'^2(1/6)((11/16)H' \pm (1/3)G'),$$

$$a_{c1,s1} = (1/3)G' - \varepsilon'(1/3)(H' \pm (1/6)G') - \\ - \varepsilon'^2(1/9)(\pm H' + ((64 \pm 5)/160)G'),$$

$$a_{c2,s2} = \varepsilon'(1/90)(G' - \varepsilon'(H' \pm (1/5)G')),$$

c_1 – константа.

Внешнее и магнитные СИ-поля наводят продольную компоненту вектора намагниченности и подавляют фазовый переход ПМ-ФМ. В данном случае спирали будут иметь продольную компоненту. Тем не менее фазовый переход может происходить и по поперечным компонентов намагниченности (второе уравнение в (15) подобно второму уравнению в (7)).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты могут представлять определенный интерес для спинтроники. Существование в нецентросимметричных ферромагнетиках в присутствии бигармонического светового воздействия различных спиральных состояний, по существу, предоставляет разработчикам устройств для передачи и обработки информации новые рабочие среды, свойствами которых можно управлять извне. Бигармоническое световое поле, например, можно использовать для создания магнитных сверхрешеток для спиновых волн.

Отметим также, что в последнее время бигармонические поля находят несколько неожиданные, но исключительно важные применения, например, для идентификации и динамического контроля состояний кубита в квантовой электронике (см., например, [19]).

Для экспериментов можно использовать схему эффекты Саньяка, Физо и лазерных гироскопов.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

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. *Питаевский 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.F.* Non-Linear Electromagnetic Systems: Advanced Techniques and Mathematical Methods / Ed. V. Kose, J. Sievert. Amsterdam: IOS Press. 1998. P. 879.
12. *Иванов Б.А.* // Физика низких температур. 2014. Т. 40. № 2. С. 119.
13. *Калашникова 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. 1995. Т. 37. № 3. С. 682.
16. *Кабыченков А.Ф.* // ФТТ. 2006. Т. 48. № 3. С. 485.
17. *Зайцев В.Ф., Полянин А.Д.* Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Физматлит, 2001.
18. *Найфе А.Х.* Методы возмущений. М.: Мир, 1976.
19. *Денисенко М.В., Солянин А.М.* // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. № 12. С. 1059.