

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^а, Ф. В. Лисовский^а, *^а 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 натяжений, поляризации, электрического поля, температуры, их градиентов [11] и комбинации этих параметров. Было указано также, что в антиферромагнетиках могут существовать оптопьезомагнитный, оптомагнитоэлектрический, оптопироманитный 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 $b_{ijk}M_{ik}(\partial M_k/\partial x_j)$, 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, противоположенные или неколлинеарные — непостоянные и неоднородные.

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Плотность энергии для выбранного случая можно записать в виде

$$w = w_0 + w_m + w_{ml}, \quad (1)$$

где

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

— плотность энергии магнитной подсистемы,

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

— плотность энергии однородного обменного взаимодействия,

$$w_a = (1/4) K (M_x^4 + M_y^4 + M_z^4)$$

— плотность энергии кристаллической анизотропии, $w_{mne} = (1/2) a (\partial \vec{M} / \partial x_i)^2$ — 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

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

для класса симметрии 432 (например, для MnSi и FeGe) $w_{mnr} = (1/2) b \vec{M} \text{rot} \vec{M}$ [1], для класса симметрии $m\bar{3}m$ (например, для $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) $w_{mnr} = 0$, $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_d$ — 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

$$w_{ml} = (1/16\pi) \epsilon_{ij\omega} E_i E_j^*, \quad (2)$$

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

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^{(0)} + i \alpha_{ijk} M_k + i \alpha'_{ijkl} \frac{\partial M_k}{\partial x_l} + \beta_{ijkl} M_k M_l + \beta'_{ijklm} M_k \frac{\partial M_l}{\partial x_m} + \dots \quad (3)$$

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

$$w_{ml} = \vec{M}^2 Q_0 + M_i M_j Q_{ij} - \vec{M} \vec{G} - \vec{J} \vec{G}', \quad (4)$$

где

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

$\beta_{\lambda\mu}$ — 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,

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

— 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),

$$\vec{G}_0 = (i/16\pi) \{ [\vec{E}_0^{(1)*} \vec{E}_0^{(1)}] + [\vec{E}_0^{(2)*} \vec{E}_0^{(2)}] + [\vec{E}_0^{(1)*} \vec{E}_0^{(2)}] \exp(i\psi) + [\vec{E}_0^{(2)*} \vec{E}_0^{(1)}] \exp(-i\psi) + \text{с.с.} \}.$$

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

$$\begin{aligned} J_x &= \partial M_y / \partial z + \partial M_z / \partial y, \\ J_y &= \partial M_z / \partial x + \partial M_x / \partial z, \\ J_z &= \partial M_x / \partial y + \partial M_y / \partial x, \end{aligned}$$

для класса симметрии 432 вектор $\vec{J} = -\text{rot} \vec{M}$; для центросимметричных магнетиков классов $m\bar{3}m$ или $m\bar{3}$ 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

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

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

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

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, противоположные 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

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

где $k_x = k_{1x} - k_{2x}$, $\beta_{11\omega} = \partial(\beta_{11})/\partial\omega$, $\beta_{12\omega} = \partial(\beta_{12})/\partial\omega$, $A_i = A + Q_{00} + Q_{33}\delta_{iz}$, $Q_i = Q_{00} + Q_{33}\delta_{iz}$, $Q_{00} = (\beta_{12\omega}/8\pi)|E_{0z}^{(1)}|^2$, $Q_{33} = ((\beta_{11\omega} - \beta_{12\omega})/4\pi)|E_{0z}^{(1)}|^2$.

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). Противонаправлен-

ные волны (с $k_{1x} = -k_{2x}$) изменяют и модулируют константу однородного обмена, а уравнение (6) представляет собой нелинейное уравнение Матъе с “затуханием” [17]. Положение зон устойчивости и неустойчивости решений этого уравнения для полигармонических волн (в том числе и для би-гармонических) 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

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

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 Матъе

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

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.

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

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

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 m_0^\pm}{\partial \xi^2} + n^2 m_0^\pm &= 0, \\ \frac{\partial^2 m_1^\pm}{\partial \xi^2} + n^2 m_1^\pm &= -[\delta_1 + \cos(2\xi)] m_0^\pm, \\ \frac{\partial^2 m_2^\pm}{\partial \xi^2} + n^2 m_2^\pm &= -[\delta_1 + \cos(2\xi)] m_1^\pm - \delta_2 m_0^\pm.\end{aligned}\quad (10)$$

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

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

где

$$\begin{aligned}C_{1\varepsilon} &= \cos \xi + [(\varepsilon/16) + \varepsilon^2(\delta_1/128)] \cos 3\xi - \\ &\quad - \varepsilon^2(\delta_2/24) \cos 5\xi,\end{aligned}$$

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

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

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

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

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:

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

где

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

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

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

где

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

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 $A_2 = A + a(k_1^2 - k_0^2) + Q_{00} > 0$, $A_{21} = A_{11}$.

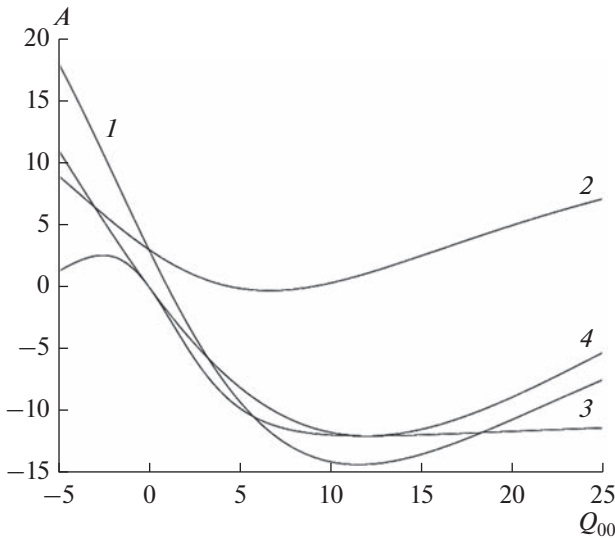


Рис. 1. Диаграмма фазовых состояний в квадратичном приближении: линии 1–4 определяют границы парамагнитного состояния и спиральных состояний (11)–(14) соответственно.

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, отделяющие определяющими уравнениями $A_l + A_{l1} = 0$, $l = 1-4$, отделяют парамагнитное состояние (выше линий) от спиральных состояний (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} ос-

новное 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

$$\begin{aligned} [A_{12} + Q_{12} \cos(k_x x)] M_x - a(\partial^2 M_x / \partial x^2) = \\ = H_{0x} + G_{00} [1 + \cos(k_x x)], \\ [A_{11} + Q_{11} \cos(k_x x)] M^\pm \pm \\ \pm ibM^\pm - a(\partial^2 M^\pm / \partial x^2) = 0, \end{aligned} \quad (15)$$

где $A_{12} = A + 4\pi + 2Q_{12}$, $A_{11} = A + 2Q_{11}$, $Q_{12,11} = (\beta_{12\omega,1\omega}/4\pi)|E_{0z}^{(1)}|^2$, $G_{00} = (\alpha_\omega/4\pi)|E_{0z}^{(1)}|^2$. 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 $\text{rot} \vec{G}' = 0$ (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

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

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 “ос-

новного резонанса" $n = 1$ выражения для намагниченности приобретают следующий вид:

$$\begin{aligned} M_x &= a_{c0} + a_{c1} \cos(2\xi) + \\ &+ a_{c2} \cos(4\xi) + a_{c3} \cos(6\xi) + c_1 C_{1e}, \\ M_x &= a_{s0} + a_{s1} \cos(2\xi) + \\ &+ a_{s2} \cos(4\xi) + a_{s3} \cos(6\xi) + c_1 S_{1e}, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} a_{c0,s0} &= -H' + \varepsilon'(1/2)(-(\pm)H' - (1/3)G') - \\ &- \varepsilon'^2(1/6)((11/16)H' \pm (1/3)G'), \\ a_{c1,s1} &= (1/3)G' - \varepsilon'(1/3)(H' \pm (1/6)G') - \\ &- \varepsilon'^2(1/9)(\pm H' + ((64 \pm 5)/160)G'), \\ a_{c2,s2} &= \varepsilon'(1/90)(G' - \varepsilon'(H' \pm (1/5)G')), \end{aligned}$$

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 компонентам 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. 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. 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.