Вынужденное и параметрическое возбуждение спиновых волн световым полем с дискретным спектром и светоиндуцированное спиновое эхо

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141190 Фрязино, Московская обл., Россия
E-mail: akab@mail.cplire.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 26 мая 2005 г.)

Рассматриваются светоиндуцированные вынужденное и параметрическое возбуждение спиновых волн и спиновое эхо. Определены статические и установившиеся динамические состояния намагниченности в световом поле. Построены фазовые диаграммы в магнитном и световом полях. Рассчитаны порог параметрического возбуждения, амплитуда стационарных колебаний и описываемые вектором магнитного момента траектории при светоиндуцированном нелинейном ферромагнитном резонансе. Траектории могут быть топологически различными. Переход между этими траекториями происходит подобно фазовому переходу. Определены параметры светоиндуцированного спинового эха.

PACS: 75.30.Ds, 76.50.+g, 76.60.Lz

В рамках классической электродинамики световая волна взаимодействует с магнитной подсистемой кристалла через магнитную компоненту светового поля вследствие магнитодипольного взаимодействия и через электрическую компоненту вследствие магнитоэлектрического взаимодействия [1–4]. На оптических частотах указанные взаимодействия будут очень слабыми. Это обусловлено тем, что частота света на несколько порядков выше частоты прецессии вектора магнитного момента **M** и, следовательно, магнитная и магнитоэлектрическая восприимчивости будут очень малыми [1]. Кроме того, линейное магнитоэлектрическое взаимодействие имеет место только в кристаллах без центра симметрии. Поэтому оптические и магнитные свойства вещества связаны главным образом через нелинейное магнитоэлектрическое взаимодействие. Благодаря этому взаимодействию световое поле создает в магнетиках эффективные магнитные поля $\mathbf{H}^L$ и намагниченность [5,6].

В световом поле с дискретным спектром составляющие $\mathbf{H}^L$, а именно: поля однородного и неоднородного обмена, поле анизотропии и магнитное поле, содержат наряду с постоянными компонентами переменные компоненты комбинационных частот [6,7]. Последние могут располагаться в области частот ферромагнитного или антиферромагнитного резонансов. Ввиду малости магнитооптических констант и квадратичной зависимости нелинейного магнитоэлектрического эффекта от электрического поля световой волны светоиндуцированные (СИ) эффективные магнитные поля будут невелики. Следовательно, воздействие света на магнетик будет наиболее заметным в области статической и динамической неустойчивости намагниченности **M**, где магнитные восприимчивости (статическая и динамическая) будут аномально велики.

СИ магнитные поля имеют ряд особенностей. Они локализованы в пределах светового луча, не производят помех, могут иметь очень малую длительность. В области гистерезиса вызванные светом изменения могут сохраняться. Оценки СИ-полей дают для висмутсодержащих ферритов-гранатов (например, типа $(\mathrm{CdBi})_3(\mathrm{FeAlGa})_5\mathrm{O}_{12}$ [8–10]) при интенсивности света $I \sim 1\,\mathrm{MW/cm^2}$ величину $H^L \sim 1\,\mathrm{Oe}$. Эта величина превосходит обычно используемые для возбуждения спиновых волн переменные магнитные поля [11]. В хальцогенидах европия (EuO, EuSe, EuS) магнитооптические константы на порядок больше, чем в ферритах-гранатах, однако они имеют низкую точку Кюри [2,3,10].

В общем случае эффективные СИ магнитные поля изменяют свойства магнитной подсистемы (восприимчивость, спектр спиновых волн) и могут приводить к изменению ее состояния, причем новое состояние может быть не только статическим (однородным или неоднородным), но и динамическим. Переход между состояниями с различной симметрией можно рассматривать как СИ фазовый переход (ФП).

ФП в волновых полях достаточно широко распространены. Изменение состояния под влиянием температуры можно рассматривать как ФП в акустическом поле с тепловым спектром. Магнитные ФП происходят и в поле монохроматической упругой волны. Спонтанные и спин-переориентационные ФП в поле квазимонохроматической световой волны рассматривались в [5]. Волновое поле может иметь спектр шума. Световое поле с относительно узким квазишумовым спектром в оптическом диапазоне дает эффективные поля с широким квазишумовым спектром в сверхвысокочастотном диапазоне.

В настоящей работе рассматривается движение **M** под действием светового поля в дискретным спектром относительно основного состояния магнетика, измененного тем же световым полем.

1. Общие уравнения

Динамика намагниченности в световом поле описывается уравнениями

$$\dot{M}_i = g e_{ijk} M_j \tilde{H}_k + \tau_2^{-1} \tilde{H}_i - \tau_1^{-1} \delta_{ik}^{\ln} m_l m_k \tilde{H}_n,$$

$$(H_i + 4\pi M_i)_{,x_i} = 0, \tag{1}$$

$$e^{\mu}_{0i,x_k x_k} - e^{\mu}_{0k,x_i x_k} + c^{-2}(\nu_\eta^2 \varepsilon^{\mu\eta}_{ik} e^{\eta}_{0k} - i\varepsilon'^{\mu\eta}_{ik} \dot{e}^{\eta}_{0k}) = 0,$$

$$(\varepsilon^{\mu\eta}_{ik} e^{\eta}_{0k})_{,x_i} = 0, \tag{2}$$

где g — гиромагнитное отношение, e_{ijk} — единичный антисимметричный тензор, τ_2, τ_1 — времена релаксации, $\delta^{\ln}_{ik} = e_{ijk} e_{jln} = \delta_{in}\delta_{kl} - \delta_{il}\delta_{kn}$, δ_{ik} — тензор Кронекера, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$ — единичный вектор в направлении $\mathbf{M}$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_d$, $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{H}_d$ — внешнее поле и поле размагничивания, ν_μ и e^{μ}_{0i} — частота и комплексная амплитуда спектральной компоненты светового поля $e^{\mu}_k = \mathrm{Re}\, e^{\mu}_{0k} \exp(i\nu_\mu t)$, $\varepsilon^{\mu\eta}_{ij}(\nu_\mu, \nu_\eta, M_i, M_{i,x_k}, H_k)$ — тензор диэлектрической проницаемости $\varepsilon'^{\mu\nu}_{ij} = \partial\nu_\nu^2 \varepsilon_{ij}(\nu_\mu, \nu_\eta)/\partial\nu_\eta$, c — скорость света. Уравнение (1) описывает прецессию $\mathbf{M}$ [4]. Релаксационные члены с τ_2 и τ_1 определяют изменение величины $\mathbf{M}$ и отклонение $\mathbf{M}$ от $\mathbf{H}$ [4]. Уравнение (2) — волновое уравнение с учетом формы временно́й производной от квазимонохроматической световой волны [1].

Эффективное магнитное поле состоит из внутреннего магнитного поля $\mathbf{H}$, собственного эффективного магнитного поля, вызванного $\mathbf{M}$, и СИ магнитного поля

$$\tilde{\mathbf{H}} = \mathbf{H} + \tilde{\mathbf{H}}^M + \tilde{\mathbf{H}}^L, \quad \tilde{\mathbf{H}}^M = -\delta W^M/\delta\mathbf{M} = \mathbf{H}^{\mathrm{Me}} + \mathbf{H}^{\mathrm{Ma}},$$

$$\tilde{\mathbf{H}}^L = -e^{\mu\eta}_{ij} \delta\varepsilon^{\mu\eta}_{ij}/\delta\mathbf{M} = \mathbf{H}^L + \mathbf{H}^{\mathrm{Le}} + \mathbf{H}^{\mathrm{La}},$$

где $\mathbf{H}^{\mathrm{Me}} = \mathbf{H}^{\mathrm{Mhe}} + \mathbf{H}^{\mathrm{Mie}}$, $\mathbf{H}^{\mathrm{Mhe}} = (A^M + B^M \mathbf{M}^2)\mathbf{M}$ и $\mathbf{H}^{\mathrm{Mie}} = a^M_{ij} \partial\mathbf{M}/\partial x_i \partial x_j$ — поля однородного и неоднородного обмена, $H^{\mathrm{Ma}}_i = K^M_{ij} M_j$ — поле магнитной кристаллографической анизотропии, $K^M_{ij} = K^{M1}_{ij} + K^{M2}_{ijmn} M_m M_n$, K^{M1}_{ij} и K^{M2}_{ijmn} — константы анизотропии.

Если ограничиться разложением

$$\varepsilon^{\mu\eta}_{ij} = \bar{\varepsilon}^{\mu\eta}_{ij} + i e_{ijk} \alpha^{\mu\eta}_{kn} M_n + \beta^{\mu\eta}_{ijkn} M_k M_n + \gamma^{\mu\eta}_{ijklmn} M_{k,x_l} M_{m,x_n},$$

где $\hat{\alpha}^{\mu\eta}, \hat{\beta}^{\mu\eta}$ и $\hat{\gamma}^{\mu\eta}$ — магнитооптические константы, то $\mathbf{H}^{\mathrm{Le}} = \mathbf{H}^{\mathrm{Lhe}} + \mathbf{H}^{\mathrm{Lie}}$, $\mathbf{H}^{\mathrm{Lhe}} = A^L \mathbf{M}$ и $H^{\mathrm{Lie}}_m = a^L_{klmn} \partial^2 M_k/\partial x_l \partial x_n$ — СИ-поля однородного и неоднородного обмена, $A^L = \frac{2}{3}\beta^{\mu\eta}_{ijnn} e^{\mu\eta}_{ij}$ и $a^L_{klmn} = 2\gamma^{\mu\eta}_{ijklmn} e^{\mu\eta}_{ij}$ — СИ обменные константы, $H^{\mathrm{La}}_i = K^L_{ij} M_j$ — поле СИ магнитной анизотропии, $K^L_{kn} = 2e^{\mu\eta}_{ij}(\beta^{\mu\eta}_{ijkn} - \frac{1}{3}\beta^{\mu\eta}_{ijll}\delta_{kn})$ — константа СИ-анизотропии, $H^L_i = g^{\mu\eta}_k \alpha^{\mu\eta}_{ki}$ — СИ магнитное поле, $g^{\mu\eta}_k = i e_{ijk} e^{\mu\eta}_{ij}$ — аксиальный вектор, дуальный антисимметричной части тензора интенсивностей светового поля $e^{\mu\eta}_{ij} = e^{\mu^*}_i e^{\eta}_j$.

На основе (1), (2) линейный отклик магнитной подсистемы может быть записан в виде

$$m^{(1)}_j(\mathbf{r}, t) = \iint G_{jn}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t')\, \tilde{h}^{(1)}_n(\mathbf{r}', t')\, d\mathbf{r}' dt', \tag{3}$$

где $\mathbf{m}^{(1)} = \mathbf{m} - \mathbf{m}^{(0)}$ — малое отклонение от основного состояния $\mathbf{m}^{(0)}$, $\tilde{\mathbf{h}}^{(1)} = \mathbf{h}^{(1)} + \tilde{\mathbf{h}}^{M(1)} + \tilde{\mathbf{h}}^{L(1)}$ — переменное эффективное магнитное поле. Функция Грина

$$G_{jn} = (2\pi)^{-4}\theta(t - t')$$

$$\times \iint \chi_{jn}(\omega, \mathbf{k}) \exp\{i[\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{r})' - \omega(t - t')]\} d\mathbf{k}\, d\omega. \tag{4}$$

Функция единичного скачка θ введена в (4) для учета причинно-следственной связи. Магнитная восприимчивость определяется соотношениями

$$\chi_{jn}(\omega, \mathbf{k}) = s^{-1}_{ij}(\omega, \mathbf{k})\, t_{in}. \tag{5}$$

Здесь

$$s_{ij} = i\omega\delta_{ij} + t_{in} r_{nj} + \big[\omega_M e_{ijm} - \tau_1^{-1}\delta^{lm}_{ik}\big(m^{(0)}_l \delta_{kj}$$

$$+ m^{(0)}_k \delta_{lj} - 2m^{(0)}_l m^{(0)}_k m^{(0)}_j\big)\big]\tilde{h}^{(0)}_m,$$

$$t_{in} = -\omega_M e_{ink} m^{(0)}_k - \tau_2^{-1}\delta_{in} + \tau_1^{-1}\delta^{\ln}_{ik} m^{(0)}_l m^{(0)}_k,$$

$$r_{nj} = (a_{il}\delta_{nj} + \bar{a}^L_{nijl}) k_i k_l - (A^M + \bar{A}^L)\delta_{nj} - K^{M0}_{nj} - \bar{K}^L_{nj} + 4\pi\kappa_n\kappa_j,$$

где $\tilde{h}^{(0)}_m = \tilde{H}_m(m^{(0)}_i)/|\mathbf{M}|$ — нормированное постоянное эффективное магнитное поле, $\omega_M = g|\mathbf{M}|$, $\bar{f}^L = f(\bar{e}^{\mu\eta}_{ij} = e^{\mu^*}_{0i} e^{\eta}_{0j})$; содержащие $\kappa_n = k_n/|\mathbf{k}|$ члены обусловлены динамическим размагничиванием. Полюса G_{jn} определяют спектр спиновых волн (СВ). Дисперсия СВ находится из уравнения

$$|s_{ij}| = 0. \tag{6}$$

Интеграл (4) можно взять, замкнув контур интегрирования в верхней полуплоскости. В результате $G_{jn} \propto \exp[-i\omega_l(t - t')]$, где $\omega_l(k_n)$ — корни уравнения (6). Если $\omega''_l > 0$ для любых действительных k_n, то стационарное состояние будет устойчивым. Если же существуют k_n, для которых $\omega''_l < 0$, то стационарное состояние будет неустойчивым.

Соотношения (4), (5) позволяют применять общие теоремы линейного отклика. Так, действительная и мнимая части χ (5) связаны соотношением Крамерса–Кронига. Если влияние света на одну из частей χ известно в широком частотном диапазоне, то указанное соотношение позволяет определить влияние света на другую часть. Согласно флуктуационно-диссипативной теореме, Фурье-компоненты корреляционной функции связаны с мнимой частью измененной светом восприимчивости (5).

Стационарные состояния $\mathbf{m}^{(0)}(\mathbf{H}, \hat{K}^M, \bar{e}^{\mu\eta}_{ij})$ удовлетворяют уравнению (1) с $\dot{\mathbf{M}}_i = 0$, которое в случае постоянного $|\mathbf{m}|$ ($\tau_2^{-1} = 0$) сводится к уравнению

$$e_{ijk} m^{(0)}_j \tilde{h}^{(0)}_k = 0. \tag{7}$$

Далее общие выражения (1)–(7) применяются к частным случаям.

2. Стационарные состояния, устойчивость, спектр спиновых волн и магнитная восприимчивость в световом поле

Рассмотрим кубический магнетик (например, феррит-гранат типа $(CdBi)_3(FeAlGa)_5O_{12}$, шпинель типа $MnFe_2O_4$ или оксид переходного элемента типа EuO). Энергия магнитной анизотропии кубического магнетика равна

$$W^{\mathrm{Ma}} = -\frac{1}{2} K_0^M \big(M_x^4 + M_y^4 + M_z^4\big). \tag{8}$$

В случае $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{x} \parallel [100]$, бигармонического светового поля с частотами ν_1 и ν_2, волновыми векторами $\mathbf{q}_1$ и $\mathbf{q}_2$ и поляризациями $\mathbf{e}_0^1 \parallel \mathbf{e}_0^2 \parallel \mathbf{z} \parallel [001]$ при постоянной величине $\mathbf{M}$ эффективное магнитное поле имеет вид

$$\tilde{h}_k = h_k + \tilde{h}_k^M + \tilde{h}_k^L,$$

$$h_k = h_0\delta_{xk}, \quad \tilde{h}_k^M = a\partial^2 m_k/\partial x_i \partial x_i + 2Km_k^3,$$

$$\tilde{h}_k^L = \bar{K}^{Lk} m_k + \delta_{zk}\tilde{h}^{L(1)}, \tag{9}$$

где $h_0 = H_0/M$, $a = a_{ii}^M + \bar{a}_{jjjj}^L$ — перенормированная светом константа неоднородного обмена, $K = K_0\mathbf{M}^2$ — константа магнитной анизотропии, $\bar{K}^{Lk} = e_{zz}^{\eta\eta}\beta^{\eta\eta k}$ — константа СИ магнитной анизотропии, $\beta^{\eta\eta x} = \beta^{\eta\eta y} = \beta_{3311}^{\eta\eta} = \beta_{3322}^{\eta\eta}$, $\beta^{\eta\eta z} = \beta_{3333}^{\eta\eta}$ — константы линейного магнитного двулучепреломления, $\mu, \eta = 1, 2$, $\tilde{h}^{L(1)} = 2\,\mathrm{Re}\,u\exp(i\psi_0)$ — переменное СИ-поле анизотропии с амплитудой $u = 2(\beta_{1111}^{12} - \beta_{1122}^{12})e_{zz}^{12}$, фазой $\psi_0 = \nu_0 t - \mathbf{q}_0\mathbf{r}$, частотой $\nu_0 = \nu_1 - \nu_2$ и волновым вектором $\mathbf{q}_0 = \mathbf{q}_1 - \mathbf{q}_2$.

После подстановки (9) при $\mathbf{m} = \mathbf{m}^{(0)}$ и $\tilde{h}^{L(1)} = 0$ в (7) получаются следующие стационарные однородные состояния:

1) $m_x^{(0)} = 1, \quad m_y^{(0)} = m_z^{(0)} = 0,$

2) $4(m_x^{(0)})^3 - 2(1+\kappa^L)m_x^{(0)} + h' = 0,$

$$m_z^{(0)} = \pm\big(1 - (m_x^{(0)})^2\big)^{1/2}, \ m_y^{(0)} = 0,$$

3) $4(m_x^{(0)})^3 - 2m_x^{(0)} + h' = 0,$

$$m_y^{(0)} = \pm\big(1 - (m_x^{(0)})^2\big)^{1/2}, \quad m_z^{(0)} = 0,$$

4) $3(m_x^{(0)})^3 - (1+\kappa^L)m_x^{(0)} + h' = 0,$

$$m_{y,z}^{(0)} = \pm\big\{\big[1 - (m_x^{(0)})^2 \pm \kappa^L\big]/2\big\}^{1/2}, \tag{10}$$

где $\kappa^L = \bar{K}^L/2K$, $\bar{K}^L = \bar{K}^{Lz} - \bar{K}^{Lx}$, $h' = h_0/|K|$. Состояние 1 — коллинеарная фаза (КФ) с $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}$. Состояния 2 и 3 — угловые фазы (УФ) с намагниченностью $\mathbf{M}$, лежащей в (010) и (001) плоскостях. Состояние 4 — также УФ с $\mathbf{M}$, лежащей вне плоскостей симметрии.

Дисперсионные соотношения следуют из (6) для фаз 1–4. В КФ дисперсия СВ определяется выражением

$$D(\omega_0) = (i\omega_0 - \omega_d h_+)^2 - (\omega_d h_-)^2 + \omega_M^2\big[h_1h_2 - (4\pi\kappa_y\kappa_z)^2\big] = 0, \tag{11}$$

где $h_\pm = (h_1 \pm h_2)/2$, $h_1 = h_K + 4\pi\kappa_z$, $h_2 = h_K + 4\pi\kappa_y^2 - \bar{K}^L$, $h_K = a\mathbf{k}^2 + 2K + h_0$, $a = a^M + a^L$, $\omega_d = \tau_1^{-1}$ — частота релаксации. Световое поле, как видно из (11), изменяет щель в спектре СВ, фазовую и груповую скорости СВ. В устойчивом состоянии, как показано выше, $\omega_0'' < 0$ для любых k_n. Поэтому $h_1(k_n = 0), h_2(k_n = 0) > 0$. В результате область устойчивости определяется соотношением $\mathrm{sign}\,K + \frac{1}{2}h' \geq \max(0, \kappa^L)$. Восприимчивость имеет вид

$$\hat{\chi}(\omega) = D^{-1}(\omega)\,\hat{\xi}, \tag{12}$$

где

$$\xi_{xx} = \xi_{xy} = \xi_{xz} = \xi_{yx} = \xi_{zx} = 0,$$

$$\xi_{yy} = \xi_{zz} = -i\omega\omega_d + \omega_s^2\big[h_+ \pm (h_- - \bar{K}^L)\big],$$

$$\xi_{yz} = \xi_{zy}^* = i\omega\omega_M - 4\pi\kappa_y\kappa_z\omega_s^2, \quad \omega_s^2 = \omega_M^2 + \omega_d^2.$$

Все компоненты тензора (12) содержат резонансные знаменатели. Вблизи резонанса СИ-воздействие будет наибольшим. При слабой диссипации $D(\omega) = \omega_0'^2 - \omega^2 + i2\omega\omega_0''$, где $\omega_0'' = -\omega_d h_+$. Видно, что световое поле смещает частоту ферромагнитного резонанса (ФМР) $\omega_0'(\mathbf{k}, \omega_d \to 0) = \omega_M[h_K(h_K - \bar{K}^L)]^{1/2}$ и изменяет ширину резонансной кривой, сохраняя ее лоренцеву форму. Вблизи границы устойчивости $\chi_{yz} \propto -i\omega_M/\omega$, $\chi_{yy,zz} \propto \omega_M^2 h_{2,1}/\omega^2$. При $\omega \to 0$ на границах областей устойчивости $\mathbf{M}$ одна из компонент χ стремится к нулю, а оставшиеся компоненты аномально растут.

В УФ 2 (без учета размагничивания) дисперсия СВ определяется соотношением

$$D(\omega_0) = (i\omega_0 - \omega_d h_+)^2 - (\omega_d h_-)^2 + \omega_M^2 h_1 h_2 = 0, \tag{13}$$

где $h_1 = a\mathbf{k}^2 + 2Km_z^2 + \bar{K}^L$, $h_2 = a\mathbf{k}^2 + m_z[2K(1-6m_x^2) + \bar{K}^L]$. В этой фазе СВ подвержены дополнительному влиянию светового поля ввиду зависимости $m_{x,z}(\bar{K}^L)$. Области устойчивости данной фазы определяются соотношениями $\frac{3}{2}h'^{2/3} - 1 \leq \kappa^L$, $h' \leq 8$; $\frac{1}{2}h' + 1 \leq \kappa^L$, $h' \geq 8$ для $K > 0$; $\frac{1}{2}h' - 1 \leq \kappa^L$, $h' \geq 2$; $1 - \big(\frac{1}{2}h'\big)^{2/3} \leq \kappa^L$, $h' \geq 8$ для $K < 0$. В случае $K > 0$ между фазами 1 и 2 происходят СИ фазовый переход второго рода (ФП2) в области $h' > 8$ и первого рода (ФП1) в области $h' < 8$. Точка ($h' = 8$, $\kappa^L = 5$) — критическая точка. В случае $K < 0$ между указанными фазами происходят только СИ ФП2. Восприимчивость в фазе 2 определяется выражением (12), в котором

$$\xi_{xx} = m_z^2\xi_1, \quad \xi_{xy} = -\xi_{yx} = m_z\xi_3, \quad \xi_{xz} = \xi_{zx} = -m_x m_z\xi_1,$$

$$\xi_{yy} = \xi_2, \quad \xi_{yz} = -\xi_{zy} = m_x\xi_3, \quad \xi_{zz} = m_x^2\xi_1,$$

$$\xi_{1,2} = -i\omega\omega_d + \omega_s^2 h_{1,2}^2, \quad \xi_3 = i\omega\omega_M.$$

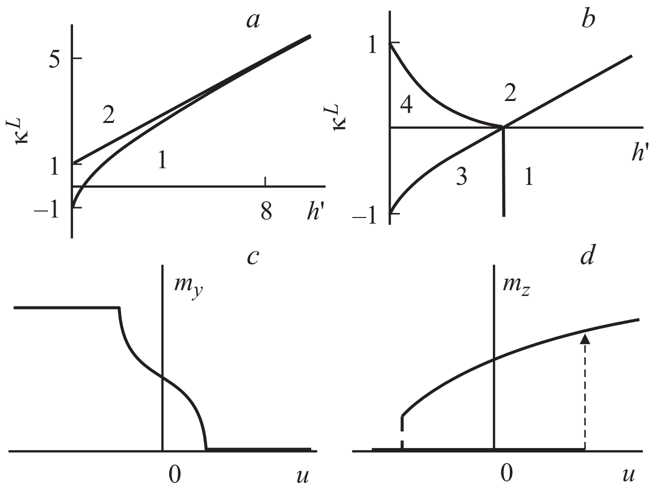

Рис. 1. Фазовые диаграммы (a, b) и некоторые зависимости намагниченности от энергии светового поля (c, d). a, c — $K > 0$, b, d — $K < 0$.

В фазах 3 и 4 восприимчивость и спектр СВ имеют подобные наблюдаемым в фазах 1 и 2 характерные черты. Анализ устойчивости фаз 1−4 дает фазовую диаграмму, представленную на рис. 1. Выражение для D в фазах 3, 4 не приводится из-за громоздкости.

3. Светоиндуцированный нелинейный ФМР

Нелинейная динамика $\mathbf{M}$ в кубическом магнетике во внешнем магнитном поле, параллельном ребру куба $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{z}$, и в линейно поляризованном вдоль $\mathbf{z}$ бигармоническом световом поле для КФ определяется уравнениями

$$\Omega_M^{-1}\dot{m}_x + \rho_1 m_x + a' m_{y,xx} - \left[h_2 + \tilde{h}^{L(1)} + h_N\right] m_y = 0,$$

$$\Omega_M^{-1}\dot{m}_y + \rho_2 m_y - a' m_{x,xx} - \left[h_1 + \tilde{h}^{L(1)} - h_N'\right] m_x = 0, \tag{14}$$

где $\Omega_M = \omega_M/\nu_0$ и $a' = aq_0^2$ — безразмерные характерная частота и обменная константа, $\rho_{1,2} = h_{1,2}/\omega_M\tau_1$ — параметры релаксации, $h_1 = h_2 + 4\pi$ и $h_2 = h_{0z} + 2K + \bar{K}^L$ — эффективные магнитные поля, перенормированные постоянным СИ-полем анизотропии, $\tilde{h}^{L(1)}$ — переменное СИ-поле анизотропии, $h_N = 3K(m_x^2 + \frac{5}{3}m_y^2)$ и $h_N' = 3K'(m_x^2 + \frac{5}{3}pm_y^2)$ — нелинейные составляющие эффективного магнитного поля, $K' = K + 2\pi/3$, $p = (K + \frac{2}{5}\pi)/K'$, причем содержащие π слагаемые обусловлены размагничиванием, $\nu_0 t \to t$, $q_0 x \to x$.

Решение (14) может быть представлено в виде

$$m_i = \sum_{m,n} m_{im,n} \exp\left[i(\Omega_{m,n}t - \kappa_{m,n}x)\right], \tag{15}$$

где $m_{im,n} = m^*_{i-m,-n}$ — амплитуда гармоники частоты $\Omega_{m,n} = m\Omega + n$ и волнового числа $\kappa_{m,n} = m\kappa + n$, $\Omega = \omega/\nu_0$, $\kappa = k/q_0$. Нечетное целое m характеризует гармоники СВ, порождаемые нелинейностью (умножает частоту), целое n определяет гармоники СВ, порождаемые световой накачкой вследствие брэгговского рассеяния (смещает частоту). Суммирование по m и n производится от $-\infty$ до $+\infty$.

Подставляя (15) в (14), получим бесконечную систему нелинейных алгебраических уравнений для амплитуд гармоник. В случае малой амплитуды и слабой связи можно учитывать только одну гармонику, вызванную нелинейностью, и одну соседнюю гармонику, возбужденную световым полем. Тогда в нулевом приближении по $|u|^2$ дисперсионные соотношения для невзаимодействующих гармоник будут определяться выражением

$$\Omega^{m,n} = m^{-1}\Big(-n \pm \big\{\Omega_h^2 + \Omega_M^2 a'\kappa_{m,n}^2[2(h_2 + 2\pi) + a'\kappa_{m,n}^2]\big\}^{1/2} + iR_+\Big), \tag{16}$$

где $\Omega_h^2 = \Omega_M^2 h_2(h_2 + 4\pi) - R^2$ — щель в спектре СВ, $R_\pm = \Omega_M\rho_\pm$, $\rho_\pm = (\rho_1 \pm \rho_2)/2$. Дисперсионные кривые соседних гармоник пересекаются в точках синхронизма (ТС) $\kappa_{m,n;m,n-1} = -(n + \frac{1}{2} \pm \eta^{-1}P_{-1}^{1/2})/m$, $\Omega_{m,n;m,n-1} = -(n + \frac{1}{2} \pm \eta P_{-1}^{1/2})/m$, где $\eta = s/\nu_0$, $s = 2\Omega_M^2 a(h_2 + 2\pi)$ — характерная скорость СВ, $\nu_0 = \nu_0/q_0$ — скорость оптической накачки, $P_{-1}^{1/2} = \frac{1}{4} + \Omega_h^2(\eta - 1)^{-1}$. В ТС происходит резонансное взаимодействие гармоник вследствие совпадения их фазовых скоростей. Вдали от этих точек взаимодействие слабое и дисперсия определяется выражением (16).

Вблизи ТС в первом приближении по $|u|^2$ дисперсия СВ определяется соотношением

$$\Delta\Omega_\pm = \nu^{(+)}\Delta\kappa - \gamma\bar{N}^{(0)} \pm \left[(\nu^{(-)}\Delta\kappa - \gamma\bar{N}^{(0)})^2 + \Lambda_m + \Lambda_N\right]^{1/2} + iR_+m^{-1}, \tag{17}$$

где $\Delta\Omega = \Omega - \bar{\Omega}_{m,n}$ и $\Delta\kappa = \kappa - \bar{\kappa}_{m,n}$ — отклонение переменных от их значения в ТС, $\bar{f} = f(\Omega_{m,n;m,n-1}, \kappa_{m,n;m,n-1})$ — значение функции в ТС, $\nu^{m,n} = \eta^2\bar{\kappa}_{m,n}/\bar{\Omega}_{m,n}$ — нормированные групповые скорости в ТС, $\nu^{(\pm)} = (\nu^{m,n} \pm \nu^{m,n-1})/2$, $\gamma = \Omega_M^2/m(2\bar{\Omega}_{m,n} - 1/2)$, $\bar{N}^{(0)} = N^{(m,n)}(|u| = 0)$, $N^{(m,n)}$ — нелинейная функция компонент намагниченности $m_{xm,n}$, $m_{ym,n}$ и $|u|^2$, $\Lambda_N = \lambda\overline{N^{(1)}d^{(m,n-1)}}$ — параметр нелинейности, $\bar{N}^{(1)} = (\partial N^{(m,n)}/\partial|u|^2)\big|_{|u|=0}$, $\Lambda_m = \lambda\bar{\alpha}$ — параметр связи гармоник, $\lambda = |u|^2\Omega_M^4/m^2(4\bar{\Omega}_{m,n-1/2}^2 - 1)$, $\bar{\alpha} \equiv \bar{\alpha}^{m,n;m,n-1} = 16\pi^2/[1 - 4\Omega_M^2 a'\bar{\kappa}_{m,n-1/2}^2]$. Из (17) видно, что неустойчивость возникает при $\Lambda_m < 0$ и, следовательно, при $\eta^2 < 1$. Области абсолютной и конвективной неустойчивости определены в [7].

В неустойчивом состоянии $|\Omega''_-|$ уменьшается с ростом амплитуды колебаний. В стационарном состоянии $\Omega'' = 0$. Из этого условия следует уравнение стационарных колебаний

$$-\Lambda_m + \Lambda_{\mathrm{mth}} = \lambda \overline{N^{(1)} d^{m,n-1}} - \gamma(2\nu^{(-)}\Delta\kappa - \gamma\bar{N}^{(0)})\,\bar{N}^{(0)}, \tag{18}$$

где $\Lambda_{\mathrm{mth}} = (R_+/m)^2 + (\nu^{(-)}\Delta\kappa)^2$ — порог неустойчивости.

Таким образом, световое поле возбуждает СВ, если скорость СВ меньше скорости СИ переменного магнитного поля и интенсивность света I превышает порог.

Порог может быть оценен из соотношения $I_{\mathrm{th}} \sim \sim (c/2\bar{n}n')(\omega_0/4\pi g)\Delta H$, где $\bar{n}$ — коэффициент преломления магнетика, n' — изменение $\bar{n}$, обусловленное $\mathbf{M}$, ΔH — ширина линии ФМР. В висмутсодержащих ферритах-гранатах, в частности типа $(\mathrm{CdBi})_3(\mathrm{FeAlGa})_5\mathrm{O}_{12}$ [8], при температуре $T \sim 300\,\mathrm{K}$ на длине волны $\lambda \sim 1\,\mu\mathrm{m}$ величина $n' \sim 10^{-2}$ [8–10]. При $\Delta H \sim 1\,\mathrm{Oe}$ и $\bar{n} \sim 2.5$ пороговая интенсивность $I_{\mathrm{th}} \sim 1\,\mathrm{MW/cm^2}$ на частоте $10^9\,\mathrm{s^{-1}}$.

Из (18) следует уравнение стационарных траекторий

$$\sum_{i,j}^{i+j\le 3} \theta_{ij} |m_{xm,n}|^{2i}\, |m_{ym,n}|^{2j} = 0. \tag{19}$$

В общем случае (19) описывает кривые шестого порядка, которые вычерчивает конец вектора $\mathbf{M}$. Для малых амплитуд (19) сводится к

$$(|m_{xm,n}|^2/m_{0x}^2) + (|m_{ym,n}|^2/m_{0y}^2) = 1, \tag{20}$$

где $m_{0x,y} = A_{x,y}(|u|^2 - |u_{\mathrm{mth}}|^2)^{1/2}$ — полуоси эллипса, $A_{x,y} = [8\pi/h_2(9K + \delta_{x,y}\pi)]^{1/2}$, $\delta_{x,y} = 3$; 1. Поле динамического размагничивания сжимает эллипс, п поэтому $A_x < A_y$. Амплитуды ведут себя подобно параметру порядка при ФП2 типа порядок–беспорядок. В допороговой области они равны нулю. За порогом амплитуды имеют характерную для ФП2 корневую зависимость. Восприимчивость $\chi_{ui} = \partial m_{0i}/\partial u$ подчиняется закону Кюри.

Для больших амплитуд $(K \to -9/\pi)$ траектории $\mathbf{M}$ должны удовлетворять уравнению

$$\theta_0 + \theta_1 m_0^2 + \theta_2 m_0^4 + \theta_3 m_0^6 = 0, \tag{21}$$

где $m_x = m_0\cos\varphi$, $m_y = m_0\sin\varphi$, $\theta_{0,1,2,3} = f(\theta_{ij}, \cos\varphi)$. Изменение m_0 зависит от знака и величины коэффициентов (21) (рис. 2). В области *1* амплитуда прецессии растет монотонно. В области *2* восприимчивость χ_u имеет второй максимум в точке $m_0^2 = \theta_2/3\theta_3$. Границы между областями *2* и *3*, *3* и *4* определяются соотношениями $\theta_1 = \theta_2^2/3\theta_3$, $\theta_1 = \theta_2^2/4\theta_3$ соответственно. Кривые *3–6* имеют участки с отрицательным наклоном, где стационарные состояния будут неустойчивыми. Потеря устойчивости происходит при $m_{0\mp}^2 = [\theta_2 \mp (\theta_2^2 - 9\theta_1\theta_3)^{1/2}]/3\theta_3$, причем для кривых *5, 6* $m_{0-}^2 = 0$. В области *3* амплитуда непрерывно растет с u вблизи порога, затем делает скачок вверх и далее плавно увеличивается. При уменьшении u амплитуда сначала

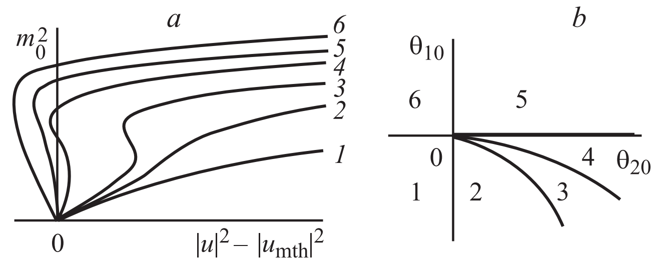

Рис. 2. Поведение амплитуд СВ вблизи порога (*a*) для различных коэффициентов (*b*).

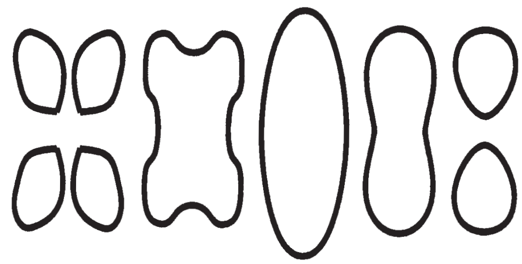

Рис. 3. Некоторые траектории, вычерчиваемые концом вектора $\mathbf{M}$.

непрерывно понижается, в точке потери устойчивости резко падает и далее плавно уменьшается до нуля. В области *4* (в отличие от *3*) амплитуда уменьшается скачком до нуля в допороговой области. В областях *5, 6* происходит жесткое возбуждение прецессии (ФП1). Прецессия возникает на пороге и имеет конечную амплитуду $m_0^2 = [\theta_2 + (\theta_2^2 - 4\theta_1\theta_3)^{1/2}]/2\theta_3$.

Из множества кривых можно выделить топологически различные траектории (рис. 3). Переход между динамическими состояниями с различными траекториями происходит подобно ФП типа порядок–порядок. Так, при распаде тректорий (крайние траектории на рис. 3) усреднения за период намагниченность $\mathbf{M}$ отклоняется от поля $\mathbf{H}$ как при спин-переориентационных ФП. Спонтанное нарушение симметрии, состоящее в выборе одной из траекторий, происходит в точке ФП.

Численные оценки амплитуды стационарных колебаний можно получить из соотношения $m_0 \sim 8\pi(\beta I_{\mathrm{th}}/3c) \times (h_2K)^{-1/2}(\Delta I/I_{\mathrm{th}})^{1/2}$, где ΔI — превышение I над порогом. Для ферритов-гранатов амплитуда $m_0 \sim 10^{-2}$ при $\Delta I \sim I_{\mathrm{th}}$.

Поскольку в рассмотренных случаях воздействие света осуществляется через СИ-поле анизотропии, полученные результаты применимы и для низкочастотной ветви спиновых волн в антиферромагнетиках.

4. Светоиндуцированное спиновое эхо

Световой импульс может быть много короче, чем время релаксации $\mathbf{M}$. Для таких импульсов диссипацию $\mathbf{M}$ можно не учитывать. В случае линейно поляризованного светового поля ($\mathbf{e}_0^1 \parallel \mathbf{z}$, $\mathbf{e}_0^2 \parallel \mathbf{y}$) при $H_{0z} \gg K$, когда частота прецессии $\mathbf{M}$ не зависит от амплитуды, полярные углы $\mathbf{M}$ определяются соотношениями

$$\vartheta = 2\,\mathrm{arctg}\left(B^{1/2}\,\mathrm{tg}\left\{\frac{1}{2}\Omega_0\left[(\sin\Delta\omega t)/\Delta\omega\right]\right\}\right),$$

$$\varphi = -\omega_H t - \delta, \qquad (22)$$

где $B = |(1+b)/(1-b)|$, $b = -\beta_{33}|\mathbf{M}|/\alpha_{11}$, $\Omega_0 = \frac{1}{2}\,gH^L|1-b^2|^{1/2}$, $H^L = \alpha_{11}|e_{0z}^1 \parallel e_{0y}^2|/8\pi$ — СИ магнитное поле, $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_H$, $\omega_H = gH_{0z}$, Вектор $\mathbf{M}$ прецессирует вокруг $\mathbf{H}$, периодически отклоняясь от $\mathbf{H}$, с частотой $\Delta\omega$ и амплитудой $\vartheta_0 = 2\,\mathrm{arctg}[B^{1/2}\,\mathrm{tg}(\Omega_0/2\Delta\omega)]$. При резонансной частоте $\mathbf{M}$ вращается в плоскости, проходящей через ось $\mathbf{z}$, с угловой частотой Ω_0.

Длительность светового импульса, поворачивающего $\mathbf{M}$ к $\pi/2$, определяется соотношением $t_{\pi/2} = (\Delta\omega)^{-1}\arcsin[(2\Delta\omega/\Omega_0)\,\mathrm{arctg}\,B^{-1/2}]$. При $b \to 0$ длина импульса $t_{\pi/2} \to \pi/2\Omega_0$. Для ферритов-гранатов $t_{\pi/2} \sim 3\cdot 10^{-8}$ s при $I \sim 10\,\mathrm{MW/cm^2}$. После воздействия $t_{\pi/2}$-импульса $\mathbf{M}$ вращается в плоскости базиса и релаксирует. Из-за неоднородностей и других факторов составляющие $\mathbf{M}$ прецессируют с разной частотой. Вследствие этого $\mathbf{M}$ распадается на отдельные составляющие, направленные под углом друг к другу. По истечении времени распада составляющие взаимно компенсируются и $\mathbf{M}$ становится исчезающе малым. Световой импульс длительностью t_π изменяет направление составляющих $\mathbf{M}$ на противоположное. В результате медленно вращающиеся компоненты оказываются впереди быстро вращающихся. С течением времени последние компоненты догоняют первые, и через определенный момент времени, равный интервалу между импульсами, составляющие ориентируются в одном направлении. Увеличение $\mathbf{M}$ индуцирует сигнал в регистрирующем приборе. Эффект появления сигнала после приложения к магнетику указанной последовательности импульсов известен как спиновое эхо [12–14]. В данном случае эхо возбуждается световым полем с дискретным спектром. СИ спиновое эхо дает возможность локально измерять времена релаксации $\mathbf{M}$.

При рассматриваемых условиях возможны эффекты, аналогичные оптической нутации и самоиндуцированной прозрачности [12–14].

При резонансе вектор $\mathbf{M}$ с угловой частотой Ω_0 переходит из основного состояния в инверсное против поля $\mathbf{H}_0$. Поскольку диссипации энергии не происходит, магнитная подсистема отбирает энергию у светового поля при движении $\mathbf{M}$ к инверсному состоянию и отдает ее обратно при движении $\mathbf{M}$ к основному состоянию. Вследствие этого энергия светового поля будет периодически изменяться. Эти изменения подобны оптической нутации, которая возникает при резонансном взаимодействии света с электрическим диполем атома [12–14]. В данном случае нутация связана с $\mathbf{M}$.

Полный световой импульс резонансной частоты с длительностью $t_{2\pi}$ переводит магнетик из основного состояния через инверсное снова в основное. Следовательно, энергия основного состояния не изменяется. Поэтому $t_{2\pi}$ световые импульсы распространяются в магнетике без потерь в магнитной подсистеме. Этот эффект аналогичен эффекту самоиндуцированной прозрачности. Он интерпретируется следующим образом. За время t_π магнитная подсистема поглощает переднюю часть светового импульса и переходит в инверсное состояние. Далее происходит вынужденное излучение и поглощенная часть импульса (благодаря суммарной комбинационной частоте) присоединяется к заднему фронту, световые импульсы восстанавливаются (с учетом не связанного с намагниченностью затухания).

В приведенном выше рассмотрении поглощение и обратное влияние $\mathbf{M}$ на световое поле не учитывались. Эти условия выполняются, если уменьшение амплитуды и изменение фазы световых волн за счет $\mathbf{M}$ на длине образца малы [5,7].

Автор признателен Ф.В. Лисовскому за полезные замечания и поддержку.

Список литературы

[1] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 620 с.
[2] Р.В. Писарев. В кн.: Физика магнитных диэлектриков / Под ред. Г. Смоленского. Наука, Л. Гл. 5. С. 356.
[3] Г.С. Кринчик. Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, М. (1985). 336 с.
[4] А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967). 367 с.
[5] А.Ф. Кабыченков. ЖЭТФ **100**, 1219 (1991).
[6] A. Kabychenkov. In: Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics. Vol. 13. Nonlinear Electromagnetic System / Eds V. Kose, J. Sievert. IOS Press, Amsterdam (1998). P 879.
[7] А.Ф. Кабыченков. ФТТ **37**, 682 (1995).
[8] T. Hibya, Y. Vorishige, J. Nakashima. Jap. J. Appl. Phys. **24**, 1316 (1985).
[9] P. Hansen, J.-P. Krummer. Thin Solid Films **114**, *1–2*, 69 (1984).
[10] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). С. 866–869.
[11] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Физматлит, М. (1994). С. 273, 274, 283, 289.
[12] E. Hahn. Phys. Rev. **80**, *3*, 580 (1950).
[13] Д.Н. Клышко. Физические основы квантовой электроники. Наука, М. (1986). 293 с.
[14] Э.А. Маныкин, В.В. Самарцев. Оптическая эхо-спектроскопия. Наука, М. (1984). 272 с.