УДК 537.632

К ТЕОРИИ ТРЕХВОЛНОВЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ

Г. Н. Бурлак, Н. Я. Коцаренко, Ю. Г. Рапопорт

При помощи метода усреднения Уизема развита теория нелинейного магнитооптического взаимодействия в ферромагнитных слоистых средах (пленках). Показано, что при высокой мощности лазерной накачки становится существенным обратное влияние электромагнитных волн на МСВ. Это, в частности, может приводить к формированию трехволновых солитонов огибающей.

Трехволновые взаимодействия электромагнитных волн (ЭМВ) оптического диапазона и магнитостатических волн (МСВ) представляют интерес, в частности, в связи с возможностью создания на их основе устройств интегральной магнитооптики (например, модуляторов) [1]. Экспериментально такие взаимодействия в пленках железоиттриевого граната (ЖИГ) исследовались в работе [2]. Теория трехволновых магнитооптических взаимодействий в приближении постоянной амплитуды МСВ построена в работе [3]. Использование сред с повышенной гиротропией, а также увеличение мощности лазерной накачки позволяют значительно повысить эффективность взаимодействия. При этом, однако, становится существенным обратное влияние ЭМВ на МСВ. В настоящей работе развита теория нелинейных магнитооптических взаимодействий ЭМВ и МСВ в ферритовых пленках. Рассмотрены нестационарные эффекты, приводящие к формированию связанных магнитооптических солитонов.

Рассмотрим ферромагнитную пленку ($-L/2 \leqslant x \leqslant L/2$, где Ox — направление нормали) на немагнитной подложке с приложенным постоянным полем H_0, в которой распространяются две ЭВМ и МСВ с частотами и волновыми векторами $\omega_{1,2}$, Ω и $k_{1,2}$, K соответственно. В рассматриваемой задаче с границами раздела необходимо учесть нелинейность граничных условий в том же порядке, что и объемную нелинейность. Это обстоятельство резко усложняет задачу по сравнению со случаем трехволнового взаимодействия в объемном образце и требует применения специального подхода, который состоит в следующем.

Введем лагранжиан $\mathscr{L}$, где

$$\mathscr{L} = -\frac{1}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{\varepsilon_{ik} E_i E_k^* - H_k H_k - \mu_{ik} h_i h_k^* + \text{к. с.}\}\, dx, \tag{1}$$

отвечающий действию

$$S = (D/2T) \int_{-T}^{T} dt \int \mathscr{L} dz.$$

Здесь D — ширина пучков ЭМВ и МСВ; $\varepsilon_{ik} = \varepsilon^*_{ki} = \varepsilon_0 \delta_{ik} + i\alpha_{mik} M_m + \beta_{nmik} M_n M_m$; $\alpha_{mik} = g\gamma_{mik}$ (для ферритовых пленок кубической симметрии); α_{mik} — антисимметричный тензор гирации; β_{nmik} — магнитооптический тензор; $\varepsilon^{\nu} = \varepsilon^0(\omega)$, $\mu_{ik} = \mu^*_{ki}(\Omega)$ — диэлектрическая и магнитная проницаемости на частотах ЭМВ и МСВ соответственно (далее дисперсией ε^0 в области прозрачности пренебрегаем); $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — поля ЭМВ; $\mathbf{h}=\nabla\varphi$ — высокочастотное поле МСВ (φ — скалярный магнитный потенциал); $\mathbf{M}=\mathbf{M}_0+$ $+(\mathbf{m}+\text{к. с.})$; M_0 — намагниченность насыщения пленки; $\mathbf{m}=\hat{\chi}(\Omega)\mathbf{h}$ — магнитный момент МСВ ($M_0 \gg m$); $\hat{\chi}(\Omega)$ — магнитная восприимчивость пленки. Видно, что тензор ε_{ik} в (1) имеет такой же вид, как и в работе [4], в отличие от [2, 3], где квадратичные по намагниченности члены не учитывались. Как показано в работе [5], учет этих членов в тензоре ε_{ik} может приводить к увеличению магнитооптического взаимодействия в 1.5÷2 раза. Интервал времени T обсуждался ниже. Отметим, что для случая чистых МСВ (E, $H=0$), лагранжиан (1) совпадает с тем, который применялся в вариационной процедуре [6]. С помощью соотношений $\mathbf{E}=$ $=-(1/c)\partial\mathbf{A}/\partial t$, $\mathbf{H}=\operatorname{rot}\mathbf{A}$, где $\mathbf{A}$ — (векторный потенциал электромагнитного поля ($\operatorname{div}\mathbf{A}=0$), покажем, что исходные уравнения (уравнения Максвелла и магнитостатики, а также граничные условия к ним) можно получить из условия $\delta S=0$ при вариации независимых A_i, A_i^* и φ, φ^*. Выполняя в (1) варьирование и используя очевидные соотношения $\partial\mathscr{L}/\partial\dot{A}_i^*=$ $=-(\varepsilon_{ki}/8\pi)E_k$, $\partial\mathscr{L}/\partial A^*_{i,x_k}=-(1/8\pi)\gamma_{jki}H_j$, $\partial\mathscr{L}/\partial\varphi^*_{,x_k}=-(1/8\pi)\mu_{ik}h_i$ ($\dot{A}_i=\partial A_i/\partial t$, $A_{i,x_k}=\partial A_i/\partial x_k$), получаем

$$\delta S=\frac{1}{16\pi T}\int\limits_{-T}^{T}\int\limits_{V}\left\{\frac{\partial}{\partial t}\frac{\varepsilon_{ki}}{c}E_k+\frac{\partial}{\partial x_k}(\gamma_{jki}H_j)\,\delta A_i^*+\delta\varphi\frac{\partial}{\partial x_k}(\mu_{ik}h_i)\right\}dV\,dt+$$
$$+\frac{1}{16\pi T}\int\limits_{-T}^{T}dt\int\limits_{S_1}[H_j\gamma_{jki}\delta A_i^*]_c n_k dS_1+\frac{1}{16\pi T}\int\limits_{-T}^{T}dt\int\limits_{S_1}[\delta\varphi^*\mu_{ik}h_i]_c\,dS_1+$$
$$+\text{к. с.}\left(\int\limits_V dV=D\iint dx\,dz\right), \qquad (2)$$

где $[f_i]_c=f_i^{\mathrm{I}}-f_i^{\mathrm{II}}$ — скачок вектора f_i на поверхности разрыва S_1 (поверхности пленки); γ_{jki} — антисимметричный тензор Леви—Чивита. При этом, как обычно, полагается, что вариации δA_i, δA_i^*, $\delta\varphi$, $\delta\varphi^*$ обращаются в нуль при $r\to\infty$ и $t=\pm T$. Равенство $\delta S=0$ возможно, во-первых, только при равенстве нулю выражений при δA_i^* и $\delta\varphi^*$ в фигурных скобках (2), что дают первое уравнение Максвелла (второе уравнение получается обычным образом [7]) и уравнение магнитостатики. Во-вторых, равенство нулю последних двух слагаемых в (2) дает граничные условия непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля, а также непрерывности потенциала и нормальной компоненты вектора индукции для МСВ. Таким образом, для задачи взаимодействия ЭМВ и МСВ в пленке и динамические уравнения, и граничные условия к ним следуют самосогласованно из единого вариационного принципа $\delta S=0$. Это позволяет применить для данной задачи метод усредненных лагранжианов Уизема [8].

Рассматривая взаимодействие волновых пакетов, усреднение в (1) выполним по временно́му интервалу T, где $T>t_{\text{н}}\gg\omega_{1,2}^{-1}$, Ω^{-1}; $t_{\text{н}}$ — характерный временно́й масштаб нелинейного взаимодействия.

В простейшем случае одномерного взаимодействия TE и TM электромагнитных мод с МСВ ищем решение в виде

$$\varphi=RF(x)\,e^{i\theta_3},\quad \mathbf{E}=\mathbf{E}_1+\mathbf{E}_2,$$
$$\mathbf{E}_1=\mathscr{E}_1\{0,\ E_y(x),\ 0\}\,e^{i\theta_1},\quad \mathbf{E}_2=\mathscr{E}_2\{E_x(x),\ 0,\ iE_z(x)\}\,e^{i\theta_2}. \qquad (3)$$

Здесь θ_i ($i=1, 2, 3$) — фазы, связанные с частотами и волновыми векторами соотношениями $\omega_i=\partial\theta_i/\partial t$, $k_i=-\partial\theta_i/\partial z$, $i=1, 2, 3$, $\omega_3\equiv\Omega$, $k_3\equiv K$; $\mathscr{E}_{1,2}$, R — медленно меняющиеся комплексные амплитуды ЭМВ и магнитного потенциала МСВ соответственно; $E_i(x)$, $F(x)$ — поперечные профили волновых мод ЭВМ и магнитного потенциала МСВ, известные из решения соответствующих линейных задач [9, 10].

В соответствии с методом Уизема далее варьируемыми величинами являются фазы θ_i и амплитуды волн $\mathscr{E}_{1,\,2}$, R. Магнитный момент МСВ m можно представить в виде

$$\mathbf{m} = R\,\{\psi_x,\ \psi_y,\ i\psi_z\}\,e^{i\theta_3}, \quad \psi_x = \chi_{11}F_{,\,x} + \chi_{13}i\theta_{3,\,x}F,$$
$$\psi_y = \chi_{21}F_{,\,x} + i\theta_{3,\,x}\chi_{23}F, \quad \psi_z = \chi_{33}\theta_{3,\,x}F - i\chi_{31}F_{,\,x},$$

где $\psi_{x,\,y,\,z}$ — поперечный профиль $\mathbf{m}$ МСВ. Подставляя выражение для $\mathbf{E}$, φ и $\mathbf{m}$ в (1) и учитывая, что при усреднении по времени в (1) быстроосциллирующие слагаемые выпадают, получаем усредненный лагранжиан в виде

$$\mathscr{L} = -\frac{1}{8\pi}\{\mathscr{D}_1\,|\,\mathscr{E}_1\,|^2 + \mathscr{D}_2\,|\,\mathscr{E}_2\,|^2 + \mathscr{D}_3\,|\,R\,|^2 + \sigma\mathscr{E}_1^*\mathscr{E}_2Re^{-i\Delta\theta} + \text{к. с.}\}, \tag{4}$$

где

$$\mathscr{D}_1 = \int\limits_{-\infty}^{\infty}[\varepsilon\,|\,E_y\,|^2 - (|\,H_x\,|^2 + |\,H_z\,|^2)]\,dx, \quad \Delta\theta = \theta_1 - \theta_2 - \theta_3, \quad |\,\Delta\theta\,| \ll 1,$$

$$\mathscr{D}_2 = \int\limits_{-\infty}^{\infty}[\varepsilon\,(|\,E_x\,|^2 + |\,E_z\,|^2) - |\,H_y\,|^2]\,dx,$$

$$\mathscr{D}_3 = \int\limits_{-\infty}^{\infty}[\mu_{11}F_{,\,x}^2 + \theta_{3,\,x}F^2 + i\theta_{3,\,x}(\mu_{13} - \mu_{31})\,FF_{,\,x}]\,dx, \quad \sigma = \int\limits_{-L/2}^{L/2}(g\sigma_4 + \beta_{14}M_{i0}\sigma_i)\,dx,$$
$$\sigma_1 = E_yE_z\psi_y, \quad \sigma_3 = -iE_yE_z\psi_y, \quad \sigma_2 = (\psi_xE_x + \psi_zE_z)\,E_y, \quad \sigma_4 = (\psi_xE_z + \psi_zE_x)\,E_y.$$

Здесь σ — поперечный интеграл перекрытия, $F_{,\,x} = \partial F/\partial x$, $H_i = H_i\,(x)$ — поперечный профиль магнитной составляющей лазерного излучения. Закон дисперсии, связывающий ω_i и k_i, а также динамические уравнения для амплитуд $\mathscr{E}_{1,\,2}$ и $\mathscr{E}$ получаем из условия $\delta\bar{S} = 0$ при вариации $\delta\theta_i$ и $\delta\mathscr{E}_{1,\,2}$, δR. Варьируя $\mathscr{E}_{1,\,2}$ и R, имеем

$$\mathscr{D}_1\mathscr{E}_1 + \sigma\mathscr{E}_2Re^{-i\Delta\theta} = 0, \quad \mathscr{D}_2\mathscr{E}_2 + \sigma^*\mathscr{E}_1R^*e^{i\Delta\theta} = 0, \quad \mathscr{D}_3R + \sigma^*\mathscr{E}_1\mathscr{E}_2e^{i\Delta\theta} = 0. \tag{5}$$

В отсутствие взаимодействия ($\hat{\alpha}$, $\hat{\beta} = 0$) отсюда получаем $\mathscr{D}_i \equiv \mathscr{D}_i\,(\omega_i, k_i) = 0$, что при использовании конкретных выражений для E_i, H_i, F, как нетрудно убедиться, совпадает с известными дисперсионными уравнениями для МСВ [9] и ЭМВ (в случае $\varepsilon^0 = 1$, где ε^0 — диэлектрическая проницаемость подложки, эти последние переходят в уравнения для симметричных и антисимметричных электромагнитных мод [10]). Если $\hat{\alpha}$, $\hat{\beta} \neq 0$, то для случая заданной одной из волн, например МСВ ($R = \text{const}$), получаем $\mathscr{D}_1\mathscr{D}_2 = |\,\sigma\,|^2R^2$ — дисперсионное уравнение для ЭМВ, связанных через МСВ. Отсюда, в частности, можно найти поправку к частотам $\omega_{1,\,2}$, обусловленную магнитооптическим взаимодействием [3].

При существенно нелинейном режиме необходимо учитывать изменение амплитуд всех трех волн. Соответствующие амплитудные уравнения получаются при варьировании θ_i. Так, варьируя θ_1, из (4) получаем

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\partial\mathscr{D}_1}{\partial\omega_1}\,|\,\mathscr{E}_1\,|^2\right] - \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{\partial\mathscr{D}_1}{\partial k_1}\,|\,\mathscr{E}_1\,|^2\right] = -\sigma\mathscr{E}_1^*\mathscr{E}_2Re^{-i\Delta\theta}, \tag{6}$$

где учтены соотношения $\partial/\partial\theta_1 = i\partial/\partial\omega_1$, $\partial/\partial\theta_{1,\,z} = -i\partial/\partial k_1$. Выражение в квадратных скобках в первом слагаемом можно представить в виде $W = [\partial(\omega_1\mathscr{D}_1)/\partial\omega_1 - \mathscr{D}_1]\,|\,\mathscr{E}_1\,|^2$, где последний член в силу (5) мал. Легко видеть, что (6) является уравнением баланса средней энергии $W = [\partial\,(\omega_1\mathscr{D}_1)/\partial\omega_1]\,|\,\mathscr{E}_1\,|$, для магнитооптического взаимодействия, что является обобщением известного выражения с $W = [\partial(\omega\,\varepsilon/\partial\omega\,]\,|\,\mathscr{E}\,|^2$ [11] на случае поперечно ограниченной среды. Аналогичные формулы получаются и для МСВ с $W = [\partial\,(\Omega\mathscr{D}_3)/\partial\Omega\,]\,|\,R^2\,|$.

Однако в рассматриваемом приближении амплитудные уравнения проще получить непосредственно из (5). Для каждой из волн в окрестности точки синхронизма ($\Delta\theta = 0$) запишем разложение $\mathscr{D} = \mathscr{D}_0 + \mathscr{D}_{,\omega}\Delta\omega +$

$+\mathscr{D}_{,k}\Delta k$, где $\mathscr{D}_0=0$ представляет собой дисперсионное уравнение в линейном приближении, и воспользуемся соотношениями $i\Delta\omega=\partial/\partial t$, $-i\Delta k=\partial/\partial z$, $v=-\mathscr{D}_{,k}/\mathscr{D}_{,\omega}$, где v — групповая скорость. Тогда из (5) получаем следующие уравнения для медленно меняющихся амплитуд:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{v_1}\frac{\partial}{\partial t}\right)\mathscr{E}_1=\beta_1\mathscr{E}_2Re^{-i\Delta\theta},\quad \left(\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{v_2}\frac{\partial}{\partial t}\right)\mathscr{E}_2=\beta_2\mathscr{E}_1R^*e^{i\Delta\theta},$$
$$\left(\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{v_3}\frac{\partial}{\partial t}\right)R=\beta_3\mathscr{E}_1\mathscr{E}_2^*e^{i\Delta\theta}, \tag{7}$$

где $\beta_1=\sigma/\mathscr{D}_{1,k_1}$ $\beta_2=\sigma^*/\mathscr{D}_{2,k_2}$, $D_3=\sigma^*/\mathscr{D}_{3,k_3}$.

Уравнения (7) имеют вид, характерный для задач о трехволновых взаимодействиях. Специфика ограниченной среды, учитывающая геометрию взаимодействия, входит в коэффициенты $\beta_{1,\,2,\,3}$ в виде единого фактора σ, связанного с интегралом перекрытия поперечных профилей мод. Поскольку конкретные распределения полей ЭМВ и МСВ по нормали к ферритовым пленкам пока явно не учитывались, эти уравнения имеют довольно общий характер.

Следует отметить, что изложенный в настоящей работе метод пригоден и для рассмотрения неколлинеарных взаимодействий ЭВМ и МСВ, а также взаимодействий этих волн в неоднородных пленках.

Далее будем рассматривать магнитооптические взаимодействия при точном синхронизме $\Delta\theta=0$, т. е. $\omega_1-\omega_2=\Omega$, $k_1-k_2=K$. Такие взаимодействия могут осуществляться в двух геометриях: $k_2=-|k_2|<0$ «обратное рассеяние» (аналог ВРБ с заменой акустической волны на МСВ), $k_2>0$ — прямое рассеяние. Формирование солитонов возможно в прямой геометрии, далее мы остановимся на этом случае. При этом частота МСВ равна $\Omega\simeq$ $\simeq s\,(c_{TE}^{-1}-c_{TM}^{-1})\omega_1$, где s, c_{TE}, c_{TM} — фазовые скорости МСВ, TE и TM волн, и обычно лежит в СВЧ диапазоне.

При $v_3\ll v_{1,\,2}$, когда можно пренебречь временны́ми производными в первых двух уравнениях (7), как показано в работах [12, 13], система уравнений (7) с граничными условиями $\mathscr{E}_1(0,\ t)=\mathscr{E}_0$, $\mathscr{E}_2(0,\ t)=0$, $R(0,\ t)=R_0\,\mathrm{sech}\,(v_3t/L_н)$, где

$$L_н=(|\beta_1\beta_2|R_0^2/4)^{-1/2} \tag{8}$$

— пространственный масштаб, связанный с рассматриваемой нелинейностью, имеет следующее асимптотическое решение, описывающее медленные «трехволновые» солитоны:

$$\mathscr{E}_1=-\mathscr{E}_0\,\mathrm{th}\,Q,\ \mathscr{E}_2=(\beta_2/\beta_1)^{1/2}\mathscr{E}_0\,\mathrm{sech}\,Q,\ R=R_0(v/c)\,\mathrm{sech}\,Q,\ Q=(v_st-z)(L_u^{-1}+L_s^{-1})+$$
$$+\ln(L_u/L_s),\quad v_s=[2L_s/(L_s+L_u)]\,v_3,\quad L_s=(\beta_2\beta_3\mathscr{E}_0^2+\beta_1\beta_2R_0^2/4)^{-1/2}. \tag{9}$$

Не останавливаясь более подробно на свойствах «трехволновых» солитонов (детально описанных в [12, 13]), приведем численные оценки возможности формирования «трехволновых» магнитооптических солитонов. Для этого конкретизируем распределение полей МСВ и ЭМВ по нормали к пленкам. В качестве МСВ выбираем поверхностную волну

$$F(x)=\mathrm{ch}\,(Kx)+n\,\mathrm{sh}\,(Kx),\quad n(a-1)/(a+1),$$
$$a=-\left[(\Omega-\omega_H)(\omega_c+\Omega)^{1/2}\right]/\left[(\Omega+\omega_H)(\omega_c-\Omega)^{1/2}\right],\quad \omega_c=\omega_H+\omega_M/2,\quad \omega_M=4\pi\gamma M_0,$$
$$\omega_H=\gamma H_0,$$

H_0 — подмагничивающее поле. Для ЭМВ

$$E_y(x)=\rho\cos(gx)+\sin(gx),\quad E_x(x)=-(k_2/\varepsilon^0k_{02})\,[\theta\cos(px)+\sin(px)],$$
$$E_z(x)=(p/\varepsilon^0k_{02})\,[-\theta\sin(px)+\cos(px)],\quad |x|\leqslant L/2,$$

где

$$\theta=[1+(g/p)\,\varepsilon^0\,\mathrm{tg}\,(pL/2)]/[\mathrm{tg}\,(pL/2)-\varepsilon^0(g/p)],$$
$$\rho=[1+(\nu/g)\,\mathrm{tg}\,(gL/2)]/[\mathrm{tg}\,(gL/2)-(\nu/g)],\quad \nu=[k_1^2-k_{01}^2]^{1/2},\quad g=(k_2^2-k_{02}^2)^{1/2},$$
$$k_{01,\,2}=\omega_{1,\,2}/c,$$

ε^0 — диэлектрическая проницаемость пленки из ЖИГ на оптических частотах. С помощью соотношений (8), (9) можно получить, что

$$L_u/L_s = [4\,(\Omega/\omega_1)\,(S_{\text{ЭМВ}}/S_{\text{МСВ}}) + 1]^{1/2}, \tag{11}$$

где $S_{\text{ЭМВ}}$, $S_{\text{МСВ}}$ — потоки энергии ЭМВ и МСВ, отнесенные к поперечному сечению ферритовой пленки. В приближении $KL \ll 1$ из (11) получаем следующее выражение для L_s:

$$L_s = 8\sqrt{2\pi}\,\sqrt{\omega_H\omega_M}\,M_0 L \varepsilon^{0\,1/4}\,(\alpha\omega + \beta\omega_H)\,\sqrt{k_2 L}\,(\rho\mathcal{E}_0). \tag{12}$$

Здесь α — отличные от нуля (и равные друг другу) компоненты α_{ijk}, β — отличные от нуля (и равные друг другу) компоненты β_{nmik} ($m, n, i, k \neq 3$). Для оценки L_s выбираем пленку из (Ga, Bi)-ЖИГ с величинами магнитооптических постоянных, на порядок большими, чем у ЖИГ [4, 14, 15]. В случае $M_0 \simeq 70$ Гс, $S_{\text{ЭМВ}} \sim 4 \cdot 10^6$, $S_{\text{МСВ}} \sim 24$ Вт/см², $D \sim 0.5$ см, $L \simeq 10^{-3}$ см, $\Omega \sim 4 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$ получаем из (9) $L_u/L_s \sim 1.1$. При $k_1 L \geqslant 100$, $k_{01} L \simeq 55$, $k_2 L \simeq 120$, $k_{20} L \simeq 55$, $KL \sim 0.04$ получаем из (12) с учетом (10) $L_s \simeq 0.5$ см.

Как видно из (12), применение пленки толщиной в 1 мкм позволяет уменьшить L_u, L_s примерно в 3 раза. Учитывая, что имеются данные о возможности получения Bi-ЖИГ с шириной линии ФМР того же порядка, что у ЖИГ [15], и принимая $\Omega \sim 4.17 \cdot 10^{10}$ с$^{-1}$, $L \sim 10^{-3}$ см, $v \sim 10^7$ см/с типичное затухание МСВ в ЖИГ равным $\sim$40дБ/мкс, получаем $K'' \sim 0.5$ см$^{-1}$, длина затухания МСВ $1/K'' \sim 2$ см.

Таким образом, «трехволновые» магнитооптические солитоны с нелинейными длинами $L_u \sim L_s \sim 0.5$ см могут существовать, причем для их обнаружения необходимы пленки из (Bi, Ga)-ЖИГ с потерями МСВ, сравнимыми с пленками ЖИГ. Заметим, что, принимая во внимание результаты последних экспериментов [16, 17], величины $L_{u,s}$ можно уменьшить до $\sim 10^{-1}$ см. Это делает доступным наблюдение магнитооптических солитонов на эксперименте.

Список литературы

[1] Прохоров А. М., Смоленский Г. А., Агеев А. Н. // УФН. 1984. Т. 143. № 1. С. 33—61.
[2] Fisher A. D., Lee J. N., Gaynor E. S., Tveten A. B. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. P. 779—785.
[3] Гуляев Ю. В., Игнатьев И. А., Плеханов В. Г., Попков А. Ф. // РиЭ. 1985. Т. 26. № 8. С. 1522—1537.
[4] Кирюхин Н. Н., Лисовский Ф. В. // РиЭ. 1980. Т. 25. № 3. С. 467—481.
[5] Рапопорт Ю. Г. // Тез. региональной конф. «Спин-волновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. С. 193—194.
[6] Бурлак Г. Н. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 24. С. 1476—1480.
[7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1973. С. 502.
[8] Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. М., 1977. С. 484.
[9] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. // РиЭ. 1980. Т. 25. № 3. С. 467—481.
[10] Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М., 1988. С. 440.
[11] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. С. 620.
[12] Бурлак Г. Н., Гримальский В. В., Коцаренко Н. Я. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 4. С. 1487—1496.
[13] Бурлак Г. Н., Коцаренко Н. Я. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 11. № 10. С. 674—677.
[14] Гуляев Ю. В., Игнатьев И. А., Плеханов В. Г., Попков А. Ф. // Тез. докл. II Всес. школы-семинара «Спин-волновая электроника СВЧ». Ашхабад, 1985. С. 89—90.
[15] Scott B., Lacklison D. E. // IEEE Trans. Mag. 1976. V. 12. N 4. P. 292—311.
[16] Tamada H., Kaneko M., Okamoto T. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64 (2). P. 554—559.
[17] Tsai C. S., Voung D. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54 (3). P. 196—198.

Киевский государственный университет им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию 10 октября 1989 г.
В окончательной редакции 22 мая 1990 г.