

Поглощение электромагнитных волн в структуре немагнитный проводник–ферромагнетик

© Л.Н. Бутько, В.Д. Бучельников, И.В. Бычков

Челябинский государственный университет,
Челябинск, Россия

E-mail: buche@csu.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 18 февраля 2010 г.)

Аналитически и численно исследован коэффициент поглощения электромагнитных волн в структуре, состоящей из немагнитного проводящего слоя с толщиной меньше скин-слоя и ферромагнетика (феррита). Получены частотные зависимости коэффициента поглощения электромагнитных волн. Показано, что при определенных параметрах структуры за счет образования в верхнем проводящем слое стоячей электромагнитной волны коэффициент поглощения может быть близок к единице в широком диапазоне частот.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ–Урал-07-02-96030.

1. Введение

В работе [1] теоретически было отмечено, что в слоистой структуре, состоящей из чередующихся ферромагнитных (ФМ) и немагнитных проводящих слоев коэффициент поглощения (КП) электромагнитной волны (ЭМВ) может быть близок к единице. Такое поведение КП ЭМВ наблюдается при аномальном возрастании динамической магнитной проницаемости в ФМ. В работах [2,3] теоретически было показано, что аномальное изменение динамической магнитной проницаемости происходит в области ориентационного фазового перехода и на частотах различных резонансов. В работе [1] из-за сложности многослойной структуры не был проведен подробный теоретический анализ КП ЭМВ. Поэтому представляет интерес исследовать КП ЭМВ в более простой двухслойной структуре.

В настоящей работе приведены результаты аналитического и численного исследования КП ЭМВ в структуре, состоящей из слоя немагнитного проводника (НМП) с толщиной меньше скин-слоя и слоя ФМ, при различных параметрах НМП и ФМ, а также в разных геометриях и при разных углах поляризации и падения ЭМВ:

2. Условие сильного поглощения ЭМВ

Для нахождения условия, при котором КП ЭМВ может быть теоретически близок к единице, рассмотрим двухслойную структуру НМП–ФМ (рис. 1). Пусть в ФМ закон дисперсии имеет вид $k_{fm} = (\omega \sqrt{\epsilon_{fm} \mu_{fm}}) / c$, где ϵ_{fm}, μ_{fm} — диэлектрическая и магнитная проницаемости. В слое НМП закон дисперсии запишем в виде $k_{Me} = \sqrt{\epsilon_{Me}} \omega / c$, $\epsilon_{Me}(\omega) = \epsilon_{0Me} + i4\pi\sigma_{Me} / \omega$, где $\epsilon_{0Me}, \sigma_{Me}$ — статические диэлектрическая проницаемость и электропроводность. Из вакуума на структуру нормально к ее поверхности $z = 0$ падает линейно

поляризованная ЭМВ:

$$h_x = -h^0 \exp(-i\omega t + ikz), \quad e_y = h^0 \exp(-i\omega t + ikz).$$

Случаи других углов падения и поляризации ЭМВ рассмотрены далее.

Уравнение плоской линейно поляризованной волны в произвольной среде может быть записано в виде [4]:

$$H_x(z) = h \exp(ikz) + h' \exp(-ikz),$$

$$E_y(z) = -\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} (h \exp(ikz) - h' \exp(-ikz)),$$

где h — амплитуда волны, распространяющейся вдоль оси z , а h' — амплитуда волны, распространяющейся в противоположном направлении. Волновое сопротивление (импеданс) произвольной среды определяется как

$$Z(z) = -\frac{E_y(z)}{H_x(z)} = Z_0 \frac{h \exp(ikz) - h' \exp(-ikz)}{h \exp(ikz) + h' \exp(-ikz)},$$

$$Z_0 = \sqrt{\mu/\epsilon}.$$

Расписав данное выражение для НМП и ФМ и используя систему граничных условий на электрическое и магнитное поля для каждой границы раздела сред,

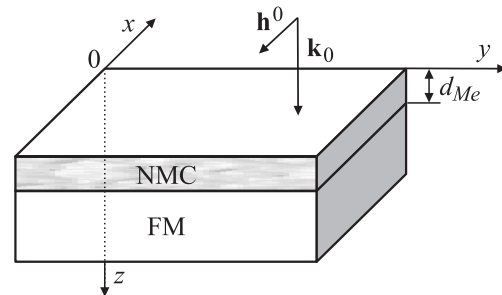


Рис. 1. Геометрия задачи: немагнитный проводящий слой (NMC)–ферромагнетик (FM).

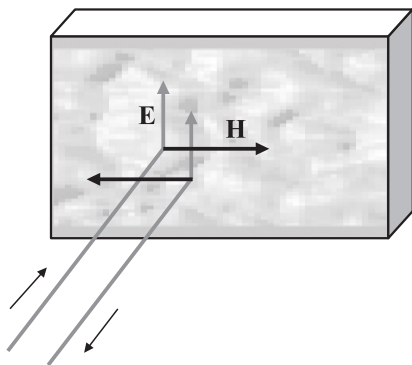


Рис. 2. „Магнитное зеркало“ — сильное отражение ЭМВ от поверхности ФМ при изменении фазы магнитного поля на 180° .

можно определить входное волновое сопротивление на границе вакуум–НМП ($z = 0$) [4]

$$Z(0) = Z_{Me} \frac{Z(d_{Me}) - iZ_{Me} \operatorname{tg}(k_{Me}d_{Me})}{Z_{Me} - iZ(d_{Me}) \operatorname{tg}(k_{Me}d_{Me})}, \quad (1)$$

где $Z_{Me} = \sqrt{1/\epsilon_{Me}}$. В случае полубесконечного ФМ-слоя волновое сопротивление на границе НМП–ФМ равно $Z(d_{Me}) = \sqrt{\mu_{fm}/\epsilon_{fm}}$. Если же толщина ФМ-слоя ограничена и равна d_{fm} , то

$$Z(d_{Me}) = Z_{fm} \frac{Z(d_{Me} + d_{fm}) - iZ_{fm} \operatorname{tg}(k_{fm}d_{fm})}{Z_{fm} - iZ(d_{Me} + d_{fm}) \operatorname{tg}(k_{fm}d_{fm})}, \quad (2)$$

где $Z_{fm} = \sqrt{\mu_{fm}/\epsilon_{fm}}$. В этом случае волновое сопротивление на границе ФМ–вакуум ($z = d_{Me} + d_{fm}$) равно $Z(d_{Me} + d_{fm}) = 1$.

Пусть в области $z < 0$ распространяются падающая \mathbf{h}^0 , \mathbf{e}^0 и отраженная \mathbf{h}^R , \mathbf{e}^R волны, а в области пространства $z > d_{Me} + d_{fm}$ — прошедшая через всю структуру волна \mathbf{h}^T , \mathbf{e}^T . Тогда коэффициент отражения ЭМВ от поверхности структуры НМП–ФМ запишется как [4]

$$R = |r|^2, \quad R = \frac{h^R}{h^0} = \frac{1 - Z(0)}{1 + Z(0)}. \quad (3)$$

КП определяется формулой $D = 1 - R - T$, где $T = \left| \frac{h^T}{h^0} \right|^2$ — коэффициент прохождения. При частичном отражении ЭМВ на границе НМП–ФМ ($z = d_{Me}$) внутри НМП помимо бегущей волны возникает стоячая волна. Если ЭМВ полностью отражается на границе НМП–ФМ, то в НМП образуется только стоячая волна. Это имеет место при $Z(d_{Me}) \approx 0$ или $Z(d_{Me}) \approx \infty$ [4].

Рассмотрим случай

$$Z(d_{Me}) = \infty. \quad (4)$$

При этом вектор напряженности магнитного поля ЭМВ меняет свою фазу на 180° (рис. 2) и входное сопротивление (1) определяется как

$$Z(0) = \frac{i \operatorname{ctg}(k_{Me}d_{Me})}{\sqrt{\epsilon_{Me}}}.$$

Отсюда видно, что при выполнении для ФМ условия (4), а для НМП — равенства

$$i \operatorname{ctg}(k_{Me}d_{Me}) = \sqrt{\epsilon_{Me}} \quad (5)$$

волновые сопротивления на поверхности НМП и ФМ равны $Z(0) = 1$ и $Z(d_{Me}) = \infty$ соответственно, а коэффициенты отражения, прохождения и поглощения для структуры НМП–ФМ определяются как

$$R = 0, \quad T = 0, \quad D = 1.$$

В случае $|\epsilon_{Me}| \gg 1$ (в рассматриваемом далее диапазоне частот это условие выполняется практически всегда) равенство (5) будет выполняться при $k_{Me}d_{Me} \ll 1$ (иначе $d_{Me} \ll \delta_{Me} = c/\sqrt{4\pi\sigma_{Me}\omega}$, т.е. при толщине НМП меньше толщины скин-слоя, но все еще больше длины свободного пробега электронов в НМП) и его можно представить в следующем виде:

$$\frac{c}{4\pi d_{Me} \sigma_{Me}} \approx 1. \quad (6)$$

В области, где условие (4) не выполняется, а параметры слоя НМП удовлетворяют условию (6), выражения для R (3) и КП принимают вид

$$R \approx \left| \frac{1 + r_{fm}}{3 - r_{fm}} \right|^2, \quad D \approx 4 \left| \frac{1 - r_{fm}}{3 - r_{fm}} \right|^2, \quad (7)$$

где r_{fm} — амплитудный коэффициент отражения ЭМВ, падающей из вакуума на ФМ [5]. Если ФМ полубесконечный, то

$$r_{fm} = \frac{1 - Z(d_{Me})}{1 + Z(d_{Me})} = \frac{\sqrt{\epsilon_{fm}} - \sqrt{\mu_{fm}}}{\sqrt{\epsilon_{fm}} + \sqrt{\mu_{fm}}}, \quad (8)$$

а если толщина ФМ-слоя равна d_{fm} , то

$$r_{fm} = \frac{1 - Z(d_{Me})}{1 + Z(d_{Me})} = \frac{(\epsilon_{fm} - \mu_{fm}) \sin(k_{fm}d_{fm})}{(\epsilon_{fm} + \mu_{fm}) \sin(k_{fm}d_{fm}) - 2i \sqrt{\epsilon_{fm}\mu_{fm}} \cos(k_{fm}d_{fm})}. \quad (9)$$

Из (7) видно, что условие $D \approx 1$ будет выполняться при

$$r_{fm} \approx -1, \quad (10)$$

что соответствует условию (4). Для полубесконечного ФМ условие (10) справедливо при выполнении неравенства

$$|\mu_{fm}| \gg |\epsilon_{fm}|, \quad (11)$$

а для ФМ-пластины при выполнении дополнительного неравенства

$$|\sqrt{\mu_{fm}} \sin(k_{fm}d_{fm})| \gg |2\sqrt{\epsilon_{fm}} \cos(k_{fm}d_{fm})|. \quad (12)$$

В случае $k_{fm}d_{fm} \ll 1$ неравенство (12) принимает вид

$$|\mu_{fm}| \gg \frac{2c}{\omega d_{fm}}.$$

Таким образом, если параметры НМП и ФМ удовлетворяют условиям (6) и (4), (10) соответственно, то КП ЭМВ близок к единице ($D = 1$). Такое сильное поглощение можно объяснить тем, что в результате образования стоячей ЭМВ напряженность квазиоднородного ($k_{Me}d_{Me} \ll 1$) магнитного поля внутри НМП близка к нулю ($H_x = -2k_{Me}d_{Me}h^0 \approx 0$), а напряженность квазиоднородного электрического поля равна удвоенной амплитуде падающей волны ($E_y \approx 2e_y$), т.е. вся энергия ЭМВ расходуется на ток внутри НМП.

Теперь рассмотрим пример, когда плоская линейно поляризованная ЭМВ имеет произвольные углы падения и поляризации. Если r_{fm} не зависит от угла поляризации ЭМВ (обратное рассмотрено далее) и выполняется условие (10), то при нормальном падении ЭМВ условие (6) не будет зависеть от угла поляризации. В случае если ЭМВ падает под углом θ к поверхности структуры, то условие сильного поглощения ЭМВ (6) изменится и будет зависеть от угла поляризации: для x -компонент ($R_x = |h_x^R/h_x^0|^2 = 0$, $T_x = |h_x^T/h_x^0|^2 = 0$, $D_x = 1 - R_x - T_x = 1$) данное условие запишется как $c/(4\pi d_{Me}\sigma_{Me} \cos\theta) \approx 1$, а для y -компонент ($R_y = |h_y^R/h_y^0|^2 = 0$, $T_y = |h_y^T/h_y^0|^2 = 0$, $D_y = 1 - R_y - T_y = 1$) оно имеет вид $c \cos\theta/(4\pi d_{Me}\sigma_{Me}) \approx 1$. Таким образом, в случае, когда r_{fm} не зависит от угла поляризации ЭМВ, при малых отклонениях от нормального падения ($\cos\theta \approx 1$) изменениями в условии (6) можно пренебречь.

3. Поглощение ЭМВ в структуре НМП–ФМ (аналитический подход)

Пусть параметры слоя НМП удовлетворяют условию (6). На примере простого ФМ исследуем, в каком диапазоне частот и при каких углах поляризации для нормального или близкого к нормальному падению ЭМВ возможно выполнение условия (10). Рассмотрим ФМ кубической симметрии, в котором волна распространяется перпендикулярно намагниченности и постоянному магнитному полю ($\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{z}$ и $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{y} \parallel \mathbf{H}_0$). Если пренебречь неоднородным обменным взаимодействием, магнитоупругой связью и затуханием в магнитной подсистеме, то в случае поперечного намагничивания в ФМ могут распространяться два типа электромагнитных волн [4,6,7]: ТЕ-волна с компонентами полей (h_x, h_z, e_y) и волновым числом $k_{\perp}^{fm} = (\omega \sqrt{\epsilon_{fm}\mu_{\perp}})/c$, где эффективная динамическая магнитная проницаемость

$$\mu_{\perp} = \mu_{zz} - \mu_{zx}\mu_{xz}/\mu_{xx} = \left[\frac{1 - \omega_m(\omega_{so} + \omega_m)}{(\omega^2 - \omega_{so}(\omega_{so} + \omega_m))} \right], \quad (13)$$

а также ТМ-волна с компонентами полей (h_y, e_x, e_z) и волновым числом $k_{\parallel}^{fm} = (\omega \sqrt{\epsilon_{fm}\mu_{\parallel}})/c$, где эф-

фективная магнитная проницаемость $\mu_{\parallel} = 1$. Здесь $\omega_{so} = g(H_A + H_0)$ — частота однородных не взаимодействующих спиновых волн (в точке ориентационного фазового перехода $H_0 = -|H_A| = -|2K/M_0|$ частота $\omega_{so} = 0$), H_0 — постоянное внешнее магнитное поле, $H_A = 2K/M_0$ — поле анизотропии, K — первая константа кубической анизотропии, M_0 — намагниченность насыщения, $\omega_m = 4\pi gM_0$, g — гиромагнитное отношение. Для полубесконечного ФМ и для ФМ-пластины с осью легкого намагничивания, лежащей в плоскости пластины, эффекты размагничивающего поля и анизотропии формы малы.

Выражение для D (7) при произвольном угле поляризации и при нормальном падении ЭМВ примет вид

$$D = D_x \sin^2 \varphi + D_y \cos^2 \varphi,$$

$$D_{x,y} \approx 4 \left| \frac{1 - r_{x,y}^{fm}}{3 - r_{x,y}^{fm}} \right|^2, \quad (14)$$

где для полубесконечного ФМ

$$\begin{aligned} r_x^{fm} &= (\sqrt{\epsilon_{fm}} - \sqrt{\mu_{\perp}})/(\sqrt{\epsilon_{fm}} + \sqrt{\mu_{\perp}}), \\ r_y^{fm} &= (\sqrt{\epsilon_{fm}} - \sqrt{\mu_{\parallel}})/(\sqrt{\epsilon_{fm}} + \sqrt{\mu_{\parallel}}) \\ &= (\sqrt{\epsilon_{fm}} - 1)/(\sqrt{\epsilon_{fm}} + 1); \end{aligned}$$

для ФМ-слоя толщиной d_{fm}

$$\begin{aligned} r_{x,y}^{fm} &= \\ &= \frac{(\epsilon_{fm} - \mu_{\perp,\parallel}) \sin(k_{\perp,\parallel}^{fm} d_{fm})}{(\epsilon_{fm} + \mu_{\perp,\parallel}) \sin(k_{\perp,\parallel}^{fm} d_{fm}) - 2i \sqrt{\epsilon_{fm}\mu_{\perp,\parallel}} \cos(k_{\perp,\parallel}^{fm} d_{fm})}, \end{aligned}$$

φ — угол между \mathbf{h}^T и $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{y} \parallel \mathbf{H}_0$.

Из выражения (14) видно, что полностью поглощаться может только ТЕ-волна; следовательно, $D \approx 1$ будет при $\varphi = 90^\circ$, т.е. при $\mathbf{h}^T \perp \mathbf{M}_0$ и при $r_x^{fm} \approx -1$. Из (13) и (14) следует, что условие $r_x^{fm} \approx -1$ будет выполняться только тогда, когда

$$\omega_{so} \ll \omega_m / \sqrt{\epsilon_{fm}}, \quad (15)$$

и для полубесконечного ФМ на частотах

$$\omega \ll \omega_m / \sqrt{\epsilon_{fm}}, \quad (16)$$

а для ФМ-слоя с $k_{fm}d_{fm} \ll 1$, т.е. при толщинах $d_{fm} \ll c/(\sqrt{\epsilon_{fm}\omega_m})$, на частотах

$$\frac{c\omega_{so}}{\omega_m d_{fm}} \ll \omega \ll \frac{\omega_m^2 d_{fm}}{2c \sqrt{\epsilon_{fm}}} \quad (17)$$

или, если $d_{fm} \geq c/(\sqrt{\epsilon_{fm}\omega_m})$, на частотах

$$\frac{c\omega_{so}}{\omega_m d_{fm}} \ll \omega \ll \frac{\omega_m}{\sqrt{\epsilon_{fm}}}. \quad (18)$$

При уменьшении угла поляризации в структуре будет возникать ТМ-волна, для которой $D_y \ll 1$; следовательно, общий КП будет уменьшаться.

Известно, что для ЭМВ, распространяющейся в ФМ вдоль магнитного поля ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{z}$), амплитудный коэффициент отражения ЭМВ r_{fm} и магнитная проницаемость не зависят от угла поляризации ЭМВ [2,4,6]. Исследуем КП от двухслойной структуры НМП–ФМ, в котором волна распространяется вдоль намагниченности ($\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{z}$ и $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{z}$). В этом случае в ФМ распространяются два типа электромагнитных волн — правой и левой круговой поляризации ($h_{\pm} = h_x \pm ih_y$, $e_{\pm} = e_x \pm ie_y$) с волновыми числами $k_{\pm}^{fm} = (\omega\sqrt{\varepsilon_{fm}\mu_{\pm}})/c$, где эффективная динамическая магнитная проницаемость может быть записана следующим образом [3,4,6]:

$$\mu_{\pm} = \sqrt{\mu_{xx} \mp \mu_{xy}} = (1 - \omega_m/(\pm\omega - \omega_{so})). \quad (19)$$

В этом случае выражение для D (7) при произвольном угле поляризации для нормального падения ЭМВ принимает вид

$$D = \frac{1}{2}(D_+ + D_-), \quad D_{\pm} = 4 \left| \frac{1 - r_{\pm}^{fm}}{3 - r_{\pm}^{fm}} \right|^2, \quad (20)$$

где для полубесконечного ФМ

$$r_{\pm}^{fm} = (\sqrt{\varepsilon_{fm}} - \sqrt{\mu_{\pm}})/(\sqrt{\varepsilon_{fm}} + \sqrt{\mu_{\pm}}),$$

а для ФМ-слоя толщиной d_{fm}

$$r_{\pm}^{fm} = \frac{(\varepsilon_{fm} - \mu_{\pm}) \sin(k_{\pm}^{fm} d_{fm})}{(\varepsilon_{fm} + \mu_{\pm}) \sin(k_{\pm}^{fm} d_{fm}) - 2i\sqrt{\varepsilon_{fm}\mu_{\pm}} \cos(k_{\pm}^{fm} d_{fm})}.$$

Из (20) видно, что $D \approx 1$ при $r_{\pm}^{fm} \approx -1$, т.е. при выполнении для μ_{\pm} условий (11), (12). Согласно (19), это возможно только при выполнении условия $\omega_{so} \ll \omega_m/\varepsilon_{fm}$, также для полубесконечного ФМ на частотах

$$\omega \ll \omega_m/\varepsilon_{fm}, \quad (21)$$

а для ФМ-слоя при толщине $d_{fm} \gg 2c/\omega_m$ — в частотном диапазоне

$$\frac{c\omega_{so}}{\omega_m d_{fm}} \ll \omega \ll \frac{\omega_m}{\varepsilon_{fm}}. \quad (22)$$

4. Поглощение ЭМВ в структуре НМП–ФМ (численный подход)

Выше не учитывалось неоднородное обменное взаимодействие в ФМ. При учете этого взаимодействия аналитический анализ амплитудного коэффициента отражения ЭМВ, падающей из вакуума на ФМ, r_{fm} [1–3] и КП для рассматриваемой структуры значительно усложняется. В связи с этим анализ поведения КП и r_{fm} в зависимости от частоты и параметров НМП и ФМ проведем численно с помощью метода, описанного в работах [1–3], без учета магнитоупругой связи и затухания в магнитной подсистеме. В данном методе

сначала записывается линеаризованная система уравнений, описывающая распространение и взаимодействие в ФМ электромагнитных и спиновых колебаний. Такая система включает в себя уравнения Максвелла и уравнение Ландау–Лифшица для намагниченности. Плотность свободной энергии ферромагнетика, находящегося во внешнем постоянном магнитном поле $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{M}_0$ (вдоль кристаллографической оси [001]), имеет вид [8]

$$F_{fm} = \frac{1}{2} \alpha \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 + \frac{K}{M_0^4} (M_x^2 M_y^2 + M_y^2 M_z^2 + M_z^2 M_x^2) + \frac{K_2}{M_0^6} M_x^2 M_y^2 M_z^2 + \frac{1}{2} \lambda (\mathbf{M}^2 - M_0^2) - \mathbf{M}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{h}) - \frac{1}{2} \mathbf{H}_m \mathbf{M},$$

где λ — множитель Лагранжа, учитывающий постоянство модуля вектора намагниченности \mathbf{M} , α — постоян-

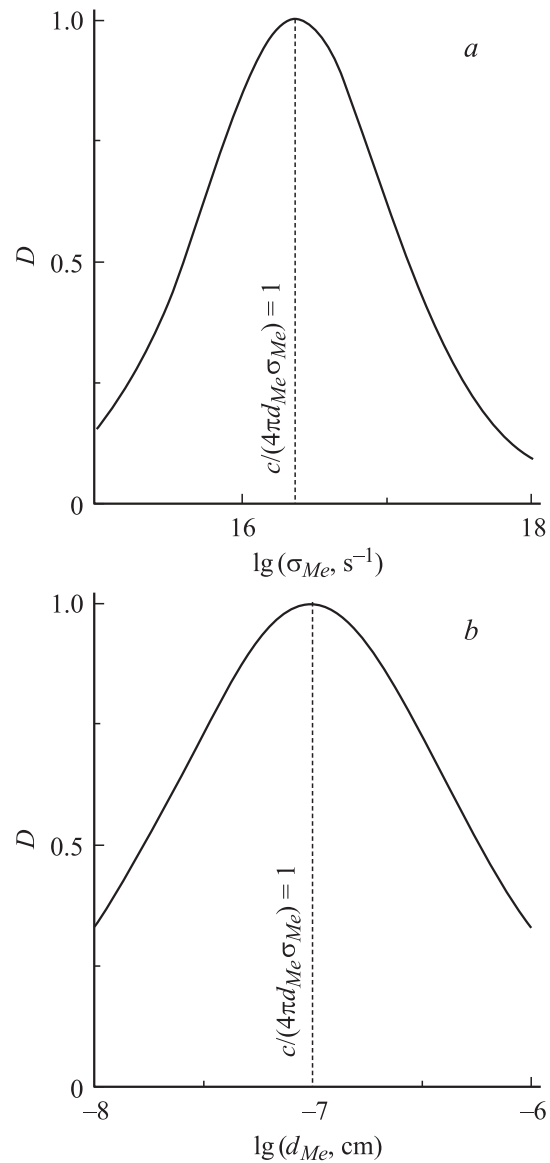


Рис. 3. Зависимости КП от электропроводности σ_{Me} при $d_{Me} = 10^{-7}$ см (а) и от толщины d_{Me} при $\sigma_{Me} = 2.4 \cdot 10^{16}$ с $^{-1}$ (б) для НМП-слоя при $Z(d_{Me}) = \infty$.

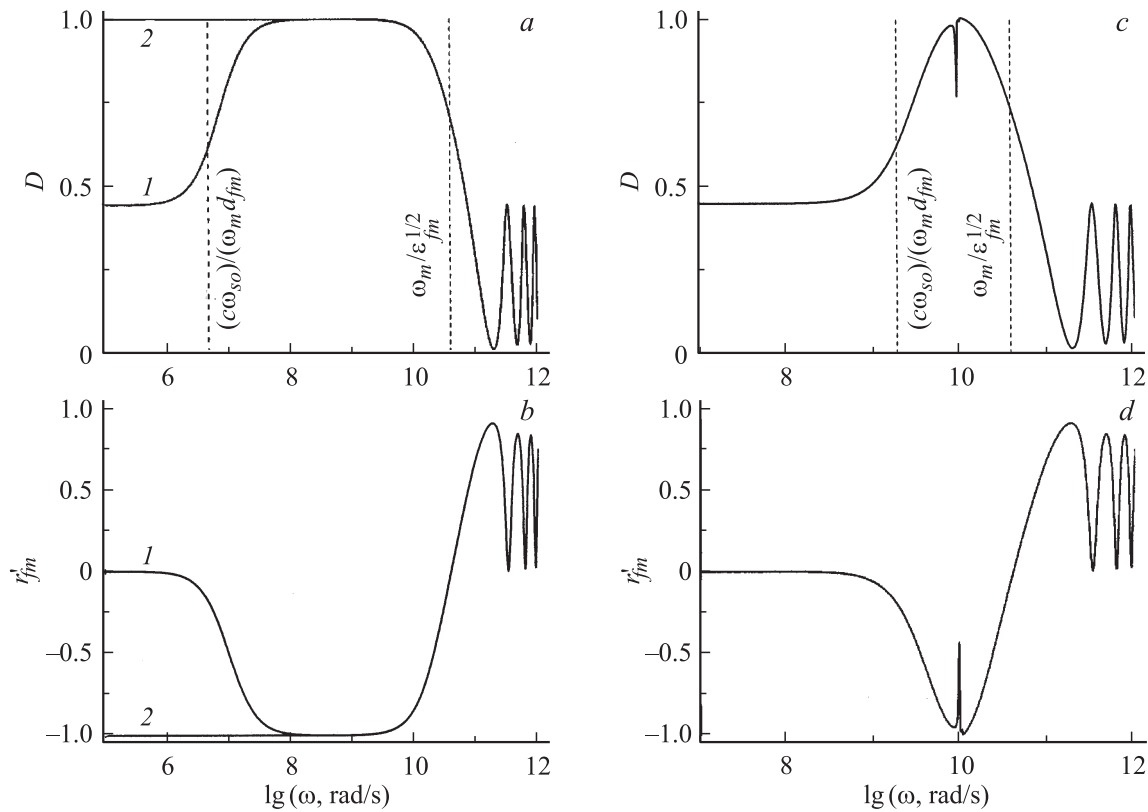


Рис. 4. Зависимости КП ЭМВ двухслойной структуры (a, c) и действительной компоненты амплитудного коэффициента отражения ЭМВ, падающей из вакуума на ФМ, r'_{fm} (b, d) при поперечном намагничивании ($\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{z}$, $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{y} \parallel \mathbf{H}_0$) и поляризации $\mathbf{h}^T \perp \mathbf{M}_0$ от частоты для различных значений $\omega_{so} = g(H_A + H_0)$. a, b — $\omega_{so} = 2 \cdot 10^6 \text{ rad/s}$ и 0 (2); c, d — $\omega_{so} = 8 \cdot 10^8 \text{ rad/s}$. $d_{fm} = 0.1 \text{ cm}$, $M_0 = 500 \text{ Oe}$. Штриховыми линиями показаны значения частот из диапазона (18).

ная неоднородного обмена в ФМ-слое, $\mathbf{H}_m = -4\pi\mathbf{M}\hat{N}$ — поле диполь-дипольного взаимодействия или поле размагничивания, \hat{N} — тензор размагничивающих коэффициентов. Далее находятся дисперсионное уравнение связанных колебаний и его корни. Последние подставляются в систему граничных условий, которая включает в себя условия непрерывности нормальных компонент индукций магнитного и электрического полей, тангенциальных компонент напряженностей электрического и магнитного полей, равенства нулю производной намагниченности на границах магнетика. Амплитуды всех переменных величин выражаются через амплитуду напряженности магнитного поля. Затем численно рассчитываются амплитуды отраженной и прошедшей волн, коэффициент отражения, прохождения и КП.

При численных расчетах воспользуемся следующими типичными значениями постоянных:

$$g = 2 \cdot 10^7 \text{ Hz/Oe}, \quad \alpha = 10^{-12} \text{ cm}^2, \quad \varepsilon_{0fm} = 10, \quad \varepsilon_{0Me} = 1. \quad (23)$$

Численно рассчитанные зависимости r_{fm} и КП от частоты, толщины и проводимости слоя НМП при разных параметрах ФМ приведены на рис. 3–7.

На рис. 3 представлены зависимости КП от электропроводности и толщины слоя НМП в случае, когда $Z(d_{Me}) = \infty$, т.е. при $r_{fm} \approx -1$. Видно, что при выпол-

нении условия $c/(4\pi d_{Me} \sigma_{Me}) \approx 1$ (6) КП равен единице. В связи с этим далее при получении всех зависимостей (рис. 4–7) использовались значения параметров НМП $\sigma_{Me} = 2.4 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$, $d_{Me} = 10^{-7} \text{ cm}$, удовлетворяющие соотношению (6).

На рис. 4–6 рассматривается случай поперечного намагничивания ФМ $\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{z}$ и $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{y} \parallel \mathbf{H}_0$ при поляризации $\mathbf{h}^T \perp \mathbf{M}_0$.

На рис. 4 представлены частотные зависимости КП и r_{fm} при разных значениях ω_{so} , а на рис. 5 — при разных значениях толщины ФМ-слоя d_{fm} . Видно, что КП близок к единице при выполнении условия $r_{fm} \approx -1$ (10). Уменьшение ω_{so} приводит к расширению области сильного поглощения в сторону низких частот, вплоть до нуля при ориентационном фазовом переходе второго рода, сопровождающемся обращением в нуль активации невзаимодействующей спиновой волны ($\omega_{so} = 0$) (рис. 4). С увеличением толщины ФМ-слоя частотный диапазон сильного поглощения ЭМВ становится шире (рис. 5). Эти результаты хорошо согласуются с неравенствами (17), (18) в случае, когда не учитывалось неоднородное обменное взаимодействие и эффективная магнитная проницаемость описывалась выражением (13).

Из рис. 4, 5 видно, что на частотных зависимостях r_{fm} наблюдаются размерные резонансы в ФМ-плас-

тине, в том числе и в области наибольшего поглощения в НМП-ФМ, которые искажают исследуемый эффект сильного поглощения ЭМВ структурой. Для анализа численных результатов воспользуемся аналити-

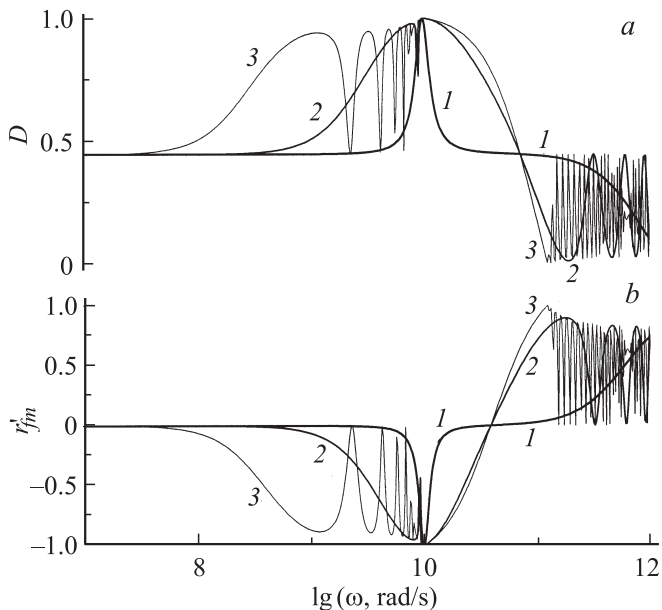


Рис. 5. Зависимости КП ЭМВ двухслойной структуры (а) и действительной компоненты амплитудного коэффициента отражения ЭМВ, падающей из вакуума на ФМ, r'_{fm} (b) при поперечном намагничивании ($\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{z}$, $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{y} \parallel \mathbf{H}_0$) и поляризации $\mathbf{h}^T \perp \mathbf{M}_0$ от частоты при различных толщинах ФМ-слоя. d_{fm} , см: 1 — 0.01 (удовлетворяет условию (17)), 2 — 0.1, 3 — 1 (удовлетворяет условию (18)). $\omega_{so} = 8 \cdot 10^8$ rad/s, $M_0 = 500$ Oe.

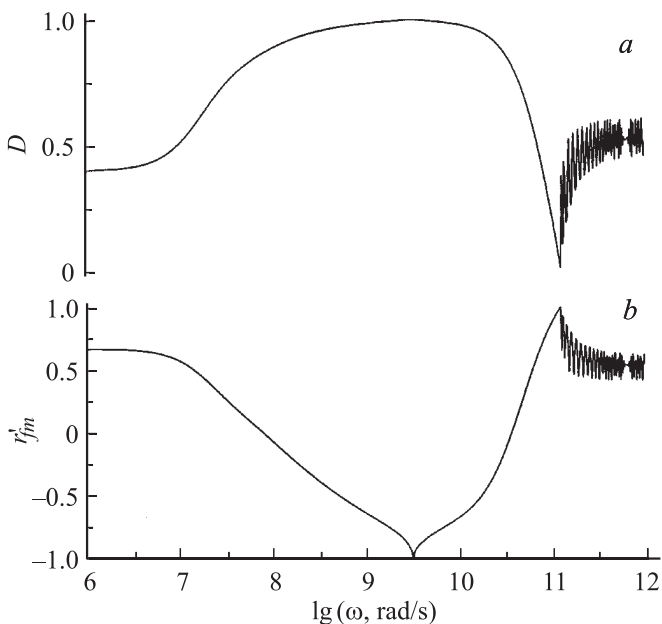


Рис. 6. Зависимости КП ЭМВ двухслойной структуры (а) и действительной компоненты r'_{fm} полупроводящего ФМ-слоя (b) от частоты. $\omega_{so} = 8 \cdot 10^7$ rad/s, $M_0 = 500$ Oe, $\sigma_{fm} = 10^{10}$ s $^{-1}$, $d_{fm} = 1$ cm.

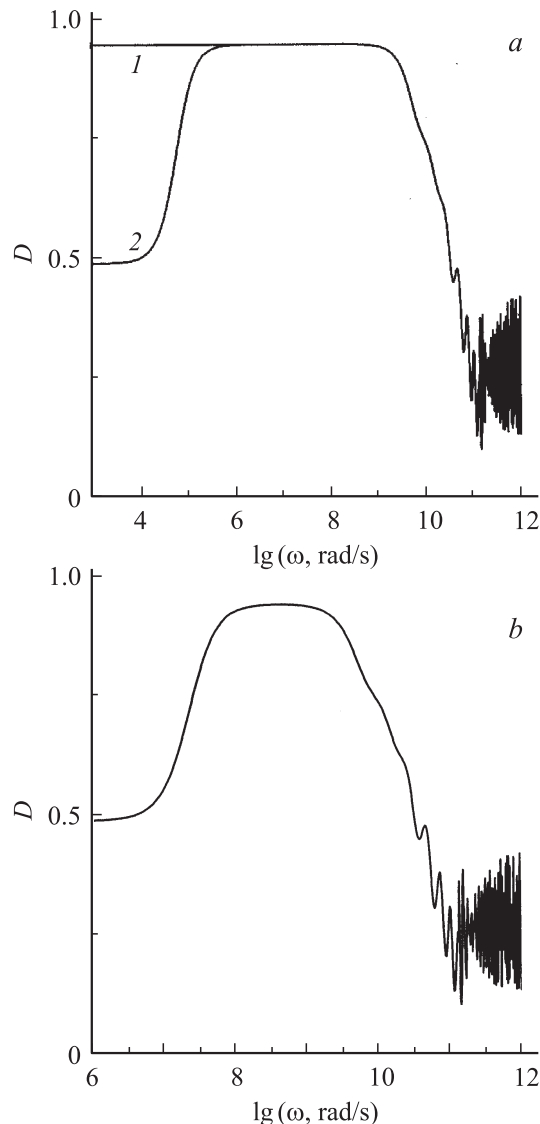


Рис. 7. Зависимость КП ЭМВ двухслойной структуры от частоты при продольном намагничивании $\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{z}$ (не зависит от угла поляризации) для различных значений $\omega_{so} = g(H_A + H_0)$. ω_{so} , rad/s: а) 1 — 0, 2 — $2 \cdot 10^5$; б) $8 \cdot 10^7$. $M_0 = 500$ Oe, $\sigma_{fm} = 10^9$ s $^{-1}$, $d_{fm} = 1$ cm.

ческой моделью в однородном приближении, рассмотренной выше. Для ФМ-диэлектрика размерные резонансы возникают при $k_{fm}d_{fm} \geq \pi$, $\mu_{\perp} > 0$, и исходя из (13) они будут проявляться только слева от частоты $\omega_{\perp} = \sqrt{\omega_{so}(\omega_{so} + \omega_m)}$, в которой $|\mu_{\perp}| \rightarrow \infty$, и при $\omega > \omega_m$ (рис. 4, 5). В области частот $\omega_{\perp} \ll \omega \ll \omega_m$ размерные резонансы отсутствуют, так как при этом $\mu_{\perp} < 0$ (13).

Размерные резонансы в диапазоне частот $\omega < \omega_{\perp}$ будут полностью отсутствовать в случае сильного затухания ЭМВ в проводящем ФМ-слое, т.е. при выполнении условия $|k''_{fm}| \gg |k'_{fm}|$. Для выполнения условия (10) необходимо, чтобы диэлектрическая проницаемость ФМ-слоя $\varepsilon_{fm}(\omega) = \varepsilon_{0fm} + i(4\pi\sigma_{fm})/\omega$ удовлетворяла условию $|\varepsilon'_{fm} + i\varepsilon''_{fm}| \ll |\mu_{fm}|$. Следовательно,

чтобы не возникало размерных резонансов, необходимо использовать полупроводящий ФМ-слой со значением проводимости из диапазона

$$\frac{\varepsilon_0 f_m \sqrt{\omega_{s_0} \omega_m}}{4\pi} \ll \sigma_{f_m} \ll \frac{\omega_m^2}{4\pi \sqrt{\omega_{s_0} \omega_m}}. \quad (24)$$

На рис. 6 показаны частотные зависимости КП и r_{f_m} для двухслойной структуры с полупроводящим ФМ-слоем при проводимости ФМ $\sigma_{f_m} = 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Видно, что при параметрах, удовлетворяющих условию (24), размерные резонансы отсутствуют в области сильного поглощения ЭМВ.

На рис. 7 показаны частотные зависимости КП для двухслойной структуры с полупроводящим ФМ-слоем при $\sigma_{f_m} = 10^9 \text{ s}^{-1}$, $d_{f_m} = 1 \text{ cm}$ и продольной намагниченности ФМ $\mathbf{k}_0 \parallel \mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{z}$. Видно, что и в этой геометрии, как было показано и аналитически (22), в рассматриваемой структуре (при $d_{f_m} \gg 2c/\omega_m$ на частотах $c\omega_{s_0}/(\omega_m d_{f_m}) \ll \omega \ll \omega_m/\varepsilon_{f_m}$) имеет место сильное поглощение ЭМВ. Напомним, что в этом случае при нормальном и близком к нормальному падении ЭМВ КП не зависит от угла поляризации.

5. Возможности практического применения

Выше была теоретически показана возможность сильного поглощения ЭМВ в структуре НМП–ФМ в широком диапазоне частот. Оценим возможность наблюдения этого эффекта на практике. Вопросы экранирования и поглощения электромагнитного излучения для стекол с токопроводящим покрытием достаточно хорошо исследованы экспериментально. В частности, в работе [9] приведены результаты зависимости дифракционных коэффициентов отражения и поглощения ЭМВ от толщины серебряной пленки (рис. 8, коэффициент отражения — квадраты, поглощения — треугольники). Для сравнения полученных здесь теоретических результатов с экспериментальными данными [9] исследуем зависимость коэффициента отражения и КП двухслойной структуры НМП–диэлектрик от толщины слоя НМП. Расчет коэффициента отражения и КП выполнен численно по методике, использованной выше. Результаты расчета представлены на рис. 8 сплошной линией. При расчетах проводимость НМП бралась равной проводимости серебра $\sigma_{Me} \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$ и учитывалось, что при малых толщинах пленки она зависит от толщины [10]. Диэлектрическая проницаемость диэлектрика полагалась равной проницаемости стекла $\varepsilon = 10$.

Из рис. 8 следует, что теоретические результаты для структуры НМП–диэлектрик (стекло) хорошо совпадают с экспериментальными данными и имеется максимум поглощения ($D_{\max} = 1.2$, $R = T - 1/4$) при выполнении условия $c/(2\pi d_{Me} \sigma_{Me}) \approx 1$. В качестве верхнего слоя можно использовать и другие проводящие и полупроводящие материалы. Так, например, в работе [10] для

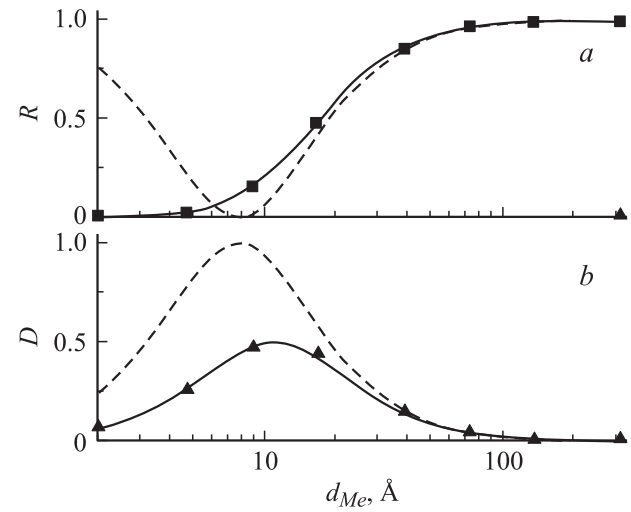


Рис. 8. Экспериментальные зависимости дифракционных коэффициентов R (a) и D (b) от толщины серебряной пленки d_{Me} , нанесенной на стеклянную подложку (точки). Линии — теоретические зависимости коэффициентов D и R двухслойной структуры от толщины верхнего НМП-слоя d_{Me} . Второй слой (подложка): сплошные линии — стекло при $\varepsilon = 10$, $\mu = 1$; штриховые — ФМ-слой при $r_{f_m} \approx -1$.

покрытия стекла использовался алюминий. Нужно заметить, что чем меньше проводимость покрытия, тем больше должна быть его толщина, чтобы наблюдался максимум поглощения. В работе [11] приведены экспериментальные результаты зависимости коэффициента отражения от толщины различных проводящих пленок на стекле. Из этих результатов можно определить толщину пленки, при которой будет наблюдаться максимум КП.

Состояние, в котором на нижней границе НМП-слоя волновое сопротивление $Z(d_{Me}) = \infty$, называется разомкнутым (холостой ход). Этого результата можно достичь, располагая на расстоянии четверть волны от НМП ($z = d_{Me} + \lambda/4$) закорачивающий металл ($Z(d_{Me} + \lambda/4) = 0$) [4]. На практике было показано, что в таком случае в НМП ЭМВ будет поглощаться до 99% [12]. Идеальный холостой ход можно получить, замыкая слой НМП на идеальном магнетике с $\mu = \infty$; этот метод и предложен в настоящей работе. К сожалению экспериментальных данных по двухслойным структурам, в которых в подложке магнитная проницаемость превосходит диэлектрическую проницаемость, найти не удалось. На рис. 8 штриховой линией представлены теоретические зависимости коэффициента отражения и КП двухслойной структуры от толщины НМП, в которой вторым слоем (подложкой) является полупроводящий ФМ-слой, при выполнении условия $Z(d_{Me}) = \infty$ (4), (10). В этом случае, как указывалось выше, КП близок к единице (рис. 8, b).

Оценим, какие магнитные материалы на сегодняшний день могут удовлетворять условиям (4), (10) или условию $|\mu_{f_m}(\omega)| \gg |\varepsilon'_{f_m} + i\varepsilon''_{f_m}(\omega)|$ (где $\varepsilon''_{f_m}(\omega) = 4\pi\sigma_{f_m}/\omega$). Последнее условие выполняется для некоторых маг-

нитомягких ферритов, относящихся к группе полупроводниковых магнитных материалов. Их удельное электросопротивление в $10^6 - 10^{15}$ раз превышает удельное электросопротивление металлов. В зависимости от химического состава и условий получения магнитные и электрические свойства ферритов значительно варьируются. Это обуславливает существование для них широкого частотного диапазона с высокой магнитной проницаемостью. Так, например, соотношение $|\mu_{fm}(\omega)| \gg |\varepsilon'_{fm} + i\varepsilon''_{fm}(\omega)|$ выполняется в диапазоне частот от 10^3 до 10^8 Hz для марганец-цинковых и никель-цинковых ферритов и до 10^9 Hz для ферритов, содержащих ионы Mn, Mg, Al и других ферритов. Это главное достоинство ферритов, которому, однако, сопутствует ряд недостатков: низкая индукция насыщения, ограниченные значения магнитной проницаемости, высокая чувствительность свойств к температуре, значительные хрупкость и твердость. Отметим, что в СВЧ-диапазоне неравенство $|\mu'_{fm}(\omega) + i\mu''_{fm}(\omega)| \gg |\varepsilon'_{fm}(\omega) + i\varepsilon''_{fm}(\omega)|$ может выполняться и в других магнитоупорядоченных материалах в области магнитного резонанса, например в ортоферритах и гексаферритах. Также это условие может быть достигнуто в области ориентационных фазовых переходов второго рода либо с помощью изменения магнитного поля, либо за счет изменения температуры.

6. Заключение

В настоящей работе теоретически исследовано поглощение ЭМВ в структуре НМП–ФМ. Если при нормальном и близком к нормальному падении ЭМВ полностью отражается от нижнего ФМ-слоя с изменением направления вектора напряженности магнитного поля на 180° , то в результате образования стоячей волны в слое НМП с толщиной меньше скин-слоя напряженность квазиоднородного ($k_{Me}d_{Me} \ll 1$) магнитного поля внутри НМП близка к нулю: $H_x = -2k_{Me}d_{Me}h^0 \approx 0$, а напряженность квазиоднородного электрического поля равна удвоенной амплитуде падающей волны $E_y \approx 2e_y$. В этом случае при определенном соотношении толщины и проводимости слоя НМП входной импеданс структуры равен единице: $Z(0) \approx c/(4\pi d_{Me}\sigma_{Me}) = 1$, вся энергия ЭМВ расходуется на электрический ток внутри НМП и КП близок к единице.

Частотный диапазон сильного поглощения ЭМВ определяется областью, в которой импеданс на нижней границе слоя НМП значительно возрастает: ($Z(d_{Me}) \gg 1$), т.е. когда выполняются условия $|\mu'_{fm}(\omega) + i\mu''_{fm}(\omega)| \gg |\varepsilon'_{fm}(\omega) + i\varepsilon''_{fm}(\omega)|$ и $|\sqrt{\mu_{fm}} \sin(k_{fm}d_{fm})| \gg |2\sqrt{\varepsilon_{fm}} \cos(k_{fm}d_{fm})|$. При нормальном и близком к нормальному падении ЭМВ в предложенной структуре этим условиям отвечает частотный диапазон: (17), (18) — для $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{y}$ при поляризации ЭМВ $\mathbf{h}^T \perp \mathbf{M}_0$; (22) — для $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{z}$ при любой поляризации ЭМВ. Следовательно, частотный диапазон сильного

поглощения существенно зависит от параметров ФМ-слоя (проводимости σ_{fm} , толщины d_{fm} , магнитной анизотропии K , намагниченности насыщения M_0), т.е. его шириной можно управлять либо изменением магнитного поля, либо за счет изменения температуры (слагаемое $\omega_{so} = g(2K/M_0 + H_0)$). При определенных условиях эта область может быть достаточно широкой, включающей и важный с практической точки зрения СВЧ-диапазон.

Список литературы

- [1] Л.Н. Бутько, В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, В.Г. Шавров. РЭ **53**, 1, 98 (2008).
- [2] В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, В.Г. Шавров. ФТТ **34**, 11, 3408 (1992).
- [3] А.В. Бабушкин, В.Д. Бучельников, И.В. Бычков. ФТТ **44**, 12, 2183 (2002).
- [4] М.М. Карлинер. Электродинамика СВЧ: курс лекций. НГУ, Новосибирск (2006). 258 с.
- [5] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Наука, М. (1982). 620 с.
- [6] Н.А. Малков. Гиротропные среды в технике СВЧ: учеб. пособие. Изд-во ТГТУ, Тамбов (2005). 104 с.
- [7] С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов. ЖТФ **75**, 7, 106 (2005).
- [8] В.Д. Бучельников, И.В. Бычков, В.Г. Шавров. ФММ **66**, 2, 222 (1988).
- [9] А.Е. Каплан. РЭ **9**, 10, 1781 (1964).
- [10] В.Г. Андреев, В.А. Вдовин, П.С. Воронов. Письма в ЖТФ **29**, 22, 68 (2003).
- [11] И.В. Антонец, Л.Н. Котов, С.В. Некипелов, Е.Н. Карпушев. ЖТФ **74**, 11, 102 (2004).
- [12] Л.М. Бреховских. Волны в слоистых средах. Наука, М. (1973). 343 с.