

Интерференционное просветление и поглощение в магнитных пленках при наклонном падении встречных волн

© А.С. Абрамов, С.А. Афанасьев, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия
e-mail: sementsovdi@mail.ru

(Поступило в Редакцию 14 февраля 2014 г.)

Исследована возможность интерференционного управления поглотительной и пропускной способностью тонкого слоя магнетика за счет изменения разности фаз встречных когерентных волн, падающих под определенным углом на его противоположные стороны, и внешнего магнитного поля. В зависимости от указанных параметров слой может быть как сильно-, так и слабопоглощающим. При этом возможны как полное поглощение, так и практически бездиссипативное прохождение энергии через поглощающий слой, т. е. „затемнение“ слоя или его „просветление“.

Введение

Эффект интерференции встречных волн (ИВВ) в поглощающих средах представляет интерес прежде всего как один из способов решения проблемы управления пропускательной и поглотительной способностью планарных структур. В таких средах ИВВ сопровождается формированием незатухающего интерференционного потока (ИП) [1,2], величина которого определяется произведением амплитуд и разностью начальных фаз интерферирующих волн. Наличие ИП в поглощающей среде способствует возникновению пространственных осцилляций выделения тепла в образце, которыми можно эффективно управлять [3]. Действительно, при падении встречных волн на поглощающий слой можно добиться увеличения или уменьшения тепловыделения за счет изменения энергетических потоков, уходящих от слоя [4,5]. В связи с этим представляет интерес задача управления пропусканием, отражением и поглощением магнитогиrotропного слоя внешним магнитным полем. Зависимость интерференционной прозрачности слоя магнетика при нормальном падении на него встречных волн СВЧ диапазона отмечалась еще в работах [6–8].

Для практики большой интерес представляет ситуация именно наклонного падения, когда коэффициенты отражения, прохождения и поглощения зависят от состояния поляризации падающей волны [9]. Вопрос об управлении пропусканием и поглощением планарными магнитогиrotропными структурами электромагнитного излучения при помощи внешнего магнитного поля в случае наклонного падения одиночной волны рассматривался в работах [10–13]. В настоящей работе исследуется возможность эффективного управления поглотительной и пропускной способностями слоя магнетика при наклонном падении СВЧ-волн с помощью внешнего магнитного поля, изменяющегося вблизи значения поля ферромагнитного резонанса (ФМР) на заранее установленной частоте. Приведены две ситуации: амплитуда одной из волн в несколько раз превосходит амплитуду другой волны и амплитуды падающих волн одинаково-

вы. Показано, что в результате изменения начальной разности фаз падающих встречных волн при заданном значении внешнего поля можно добиться существенной вариации величины поглощения в максимально возможных пределах — от бездиссипативного переноса энергии через слой до практически полного поглощения.

Материальные соотношения

Рассмотрим плоскопараллельный слой (пленку), ограниченный плоскостями $y = 0$ и $y = d$ и намагниченный в своей плоскости вдоль оси Ox до насыщения постоянным внешним магнитным полем \mathbf{H} (при этом ориентации векторов намагниченности \mathbf{M} и поля \mathbf{H} совпадают). В случае взаимной перпендикулярной ориентации волнового вектора \mathbf{k} и намагниченности \mathbf{M} в пленке возможно распространение двух собственных линейно-поляризованных волн. Если волна падает на слой в плоскости YOZ , то собственными являются волны ТМ-типа с компонентами поля H_x, E_y, E_z и волны ТЕ-типа с компонентами E_x, H_y, H_z . При этом ТЕ-волна является управляемой внешним магнитным полем, а управление магнитным полем ТМ-волной отсутствует.

Волновые характеристики обоих типов волн определяются комплексным показателем преломления, который в общем случае можно представить в виде

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu} = \sqrt{(\varepsilon' - i\varepsilon'')(\mu' - i\mu'')} = n' - in'',$$

$$\left. \begin{matrix} n' \\ n'' \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{(\varepsilon'\mu' - \varepsilon''\mu'')^2 + (\varepsilon'\mu'' + \varepsilon''\mu')^2} \pm (\varepsilon'\mu' - \varepsilon''\mu'') \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon' - i4\pi\sigma/\omega$ — комплексная диэлектрическая проницаемость, мнимая часть которой на частоте ω пропорциональна удельной проводимости σ .

Магнитная проницаемость пленки в случае распространения в ней ТМ-волны практически не зависит от

частоты и равна единице, т.е. $\mu_{TM} = 1$. В случае распространения в ней ТЕ-волны эффективная магнитная проницаемость $\mu_{TE} = \mu_{\perp}$ имеет резонансный характер и может быть представлена в виде [14]

$$\mu_{\perp} = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu} = \frac{(\omega_H + \omega_M)^2 - (\omega - i\xi\omega_H)^2}{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - (\omega - i\xi\omega_H)^2}, \quad (2)$$

где μ и $\pm i\mu_a$ — диагональные и недиагональные компоненты тензора магнитной проницаемости, $\omega_M = 4\pi\gamma M$, $\omega_H = \gamma H$, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7$ (Ое · с)⁻¹, ξ — параметр магнитной релаксации. Максимум эффективной проницаемости $\mu_{\perp}(\omega)$ определяет резонансную частоту $\omega_r = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ (при фиксированном значении H) или резонансное значение поля $H_r = 2\pi M \left(\sqrt{1 + (\omega/2\pi\gamma M)^2} - 1 \right)$ (при фиксированном значении частоты). Параметр релаксации связан с шириной резонансной кривой соотношением $\xi = \Delta H/H_r$.

Будем считать, что материалом магнетика является феррошпинель $MnFe_2O_4$ со следующими параметрами: $4\pi M_0 = 4400$ Гс, резонансное поле на рабочей частоте $\omega = 10^{10}$ с⁻¹ принимает значение $H_r = 72$ Ое, ширина резонансной линии $\Delta H = 4$ Ое. Заданному значению ширины линии и резонансного поля отвечает значение параметра релаксации $\xi = \Delta H/H_r = 0.055$. Вещественная часть диэлектрической проницаемости $\epsilon = 10$, мнимая часть $\epsilon'' = 4\pi\sigma/\omega = 16$. Для данного материала проводимость $\sigma = 1.27 \cdot 10^{10}$ с⁻¹ при $T = 300$ К [15]. Для волны ТМ-типа действительная и мнимая части показателя преломления не зависят от внешнего магнитного поля и на выбранной частоте имеют следующие значения: $n' \simeq 20.3$ и $n'' \simeq 6.2$.

На рис. 1 представлены зависимости действительной n' и мнимой n'' частей показателя преломления

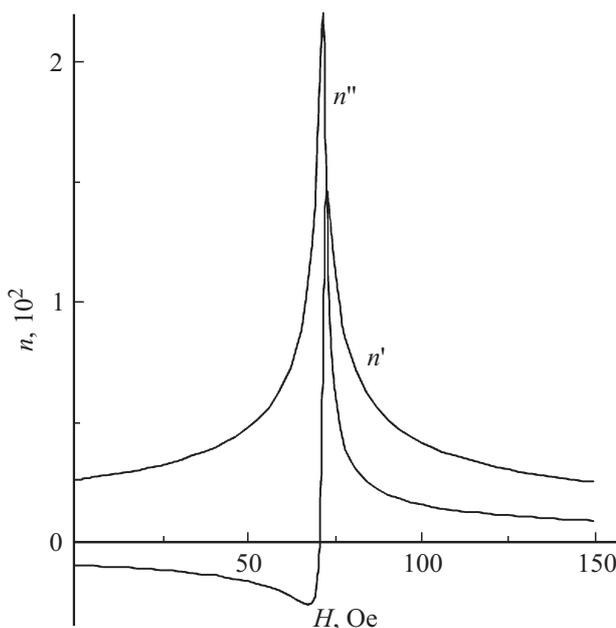


Рис. 1. Полевые зависимости действительной n' и мнимой n'' частей показателя преломления.

магнитного слоя от внешнего поля H , построенные на фиксированной частоте для ТЕ-волны. Из приведенных зависимостей следует, что наиболее эффективное управление магнитной проницаемостью и, следовательно, высокочастотными свойствами магнетика возможно в диапазоне подмагничивающих полей $H \simeq 50-100$ Ое. Действительная часть n' показателя преломления на указанной частоте в диапазоне значений поля $H = 0-71$ Ое принимает отрицательные значения, и по определению такую среду можно считать „левой“. В указанном диапазоне полей знаки мнимых частей диэлектрической и магнитной проницаемостей будут одинаковыми, а действительные части имеют противоположные знаки, поэтому $\epsilon'\mu' < 0$ и $\epsilon''\mu'' > 0$. Таким образом, в указанном полевом интервале мы имеем дело со средой, у которой действительная часть одной из проницаемостей является отрицательной. Такая среда относится к магнитно-отрицательным средам, которые являются либо пассивными ($n'' > 0$), либо активными ($n'' < 0$), но в любом случае могут быть как правыми ($n' > 0$), так и левыми ($n' < 0$) [16]. Подтверждением данного факта можно считать работы по наблюдению отрицательного преломления в тонких слоях магнетиков [17].

Соотношения для полей встречных волн

Пусть из вакуума на слой магнетика под углом α в плоскости YOZ падают две встречные плоские волны СВЧ-диапазона с частотой ω и одинаковой линейной ТЕ- или ТМ-поляризацией. Причем как нормальные, так и тангенциальные компоненты волновых векторов падающих волн будут одинаковы по величине, но противоположны по знаку. Будем также считать временную зависимость всех волновых полей пропорциональной фактору $\exp(i\omega t)$. Координатную зависимость полей падающих на слой встречных ТЕ-волн запишем в виде

$$\begin{aligned} E_{ax}^0 &= A \exp[i(\varphi_a - k_{0y}y - k_{0z}z)], & H_{az}^0 &= -E_{ax}^0 \cos \alpha, \\ E_{bx}^0 &= B \exp[i(\varphi_b + k_{0y}y + k_{0z}z)], & H_{bz}^0 &= -E_{bx}^0 \cos \alpha. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь A и B — амплитуды встречных волн, φ_a и φ_b — их фазы на плоскости $y = 0$ (при $z = 0$), $k_0 = \omega/c$ — волновое число и c — скорость света в вакууме, $k_{0y} = k_0 \cos \alpha$, $k_{0z} = k_0 \sin \alpha$.

Решение граничной задачи с учетом стандартных граничных условий для волновых полей приводит к следующим выражениям для электрического поля отраженных и прошедших волн в области I ($y < 0$):

$$\begin{aligned} E_{ax}^r &= r_A A \exp[i(\varphi_a + k_{0y}y - k_{0z}z)], & H_{az}^r &= E_{ax}^r \cos \alpha, \\ E_{bx}^t &= t_B B \exp[i(\varphi_b + k_{0y}y + k_{0z}z)], & H_{bz}^t &= E_{bx}^t \cos \alpha \end{aligned} \quad (4)$$

и в области III ($y > d$):

$$\begin{aligned} E_{ax}^t &= t_A A \exp[i(\varphi_a - k_{0y}y - k_{0z}z)], & H_{ax}^t &= -E_{ax}^t \cos \alpha, \\ E_{bx}^r &= r_B B \exp[i(\varphi_b - k_{0y}y + k_{0z}z)], & H_{bx}^r &= -E_{bx}^r \cos \alpha, \end{aligned} \quad (5)$$

где введены амплитудные коэффициенты отражения и пропускания

$$\begin{aligned} r_A &= iG(\beta^2 - 1) \sin k_y d = |r_A| \exp(i\chi_A), \\ r_B &= r_a \exp(2ik_{0y}d) = |r_B| \exp(i\chi_B), \\ t_{A,B} &= 2\beta G \exp(ik_{0y}d) = |t_{A,B}| \exp(i\psi_{A,B}), \\ G &= [2\beta \cos k_y d + i(\beta^2 + 1) \sin k_y d]^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь для комплексного волнового числа в среде справедливы соотношения $k_y = k \cos \eta = k_{y1} - ik_{y2}$, $k = k_{0n}$, где η — комплексный угол преломления. Выражения (6) являются известными амплитудными коэффициентами отражения и пропускания для одиночной волны [18] и являются общими, если для волн ТЕ-поляризации считать $\beta = Z \cos \alpha / \cos \eta$, для волн ТМ-поляризации $\beta = Z \cos \eta / \cos \alpha$, а $Z = (\mu_{\perp}/e)^{1/2}$ — волновое сопротивление магнитного слоя. Выражения для компонент волновых полей в области II ($0 < y < d$) с учетом, что $k_{2z} = k \sin \eta$, запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} E_{2x} &= Z\{(A p_A + B p_B) \exp[i(-k_{2y}y + k_{2z}z)] \\ &+ (A q_A + B q_B) \exp[i(k_{2y}y + k_{2z}z)]\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{2z} &= \left\{ A p_A \left(i \frac{\mu_a}{\mu} \sin \eta - \cos \eta \right) \right. \\ &+ \left. B p_B \left(i \frac{\mu_a}{\mu} \sin \eta + \cos \eta \right) \right\} \exp[i(-k_{2y}y + k_{2z}z)] \\ &+ \left\{ A q_A \left(i \frac{\mu_a}{\mu} \sin \eta + \cos \eta \right) \right. \\ &+ \left. B q_B \left(-i \frac{\mu_a}{\mu} \sin \eta + \cos \eta \right) \right\} \exp[i(k_{2y}y + k_{2z}z)]. \end{aligned} \quad (7)$$

Отражение, поглощение и пропускание встречных волн

Далее рассмотрим формирование энергетических потоков волн во всех трех областях. Выражение для усредненной по времени плотности потока энергии, определяемой вектором Пойнтинга, в области I имеет вид

$$S_1 = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}[(\mathbf{E}_a^r + \mathbf{E}_b^i)(\mathbf{H}_a^r + \mathbf{H}_b^i)^*], \quad (8)$$

его модуль может быть представлен в виде суммы трех слагаемых

$$\begin{aligned} S_1 &= S_a^1 + S_b^1 + S_{\text{int}}^1 \\ &= (c/8\pi)[R_A|A|^2 + T_B|B|^2 + IAB \cos(\delta - \Delta)]. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь величина $\delta = \varphi_b - \varphi_a + k_{0y}d + 2k_z z$ имеет смысл разности фаз падающих волн на двух границах раздела сред, $\Delta = \chi_A - \psi_B$ — фазовый сдвиг, приобретаемый

волнами при отражении и прохождении соответственно, введенные энергетические коэффициенты отражения и пропускания определяются соотношениями (6): $R_{A,B} = |r_{A,B}|^2$ и $T_{A,B} = |t_{A,B}|^2$. Коэффициент интерференционной прозрачности $I = 2\sqrt{R_A T_B}$ определяет амплитудную величину ИП. Аналогично определяется суммарный поток в области III ($y > d$):

$$\begin{aligned} S_3 &= S_a^3 + S_b^3 + S_{\text{int}}^3 \\ &= (c/8\pi)[T_A|A|^2 + R_b|B|^2 + IAB \cos(\delta + \Delta)]. \end{aligned} \quad (10)$$

Из полученных выше соотношений следует, что при наклонном падении на противоположные стороны слоя плоских встречных волн суммарные энергетические потоки вне слоя складываются из потоков падающей, отраженной и прошедшей волн, а также интерференционного потока. Таким образом, потоки энергии (9) и (10) будут отличаться от суммы интенсивностей прошедших одиночных волн на величину интерференционного потока $S_{\text{int}}^{(j)}$.

Отражательную, пропускную и поглощательную способности магнитной пленки при падении на нее двух встречных ТЕ-волн — „сигнальной“ с амплитудой A и волны „подсветки“ с амплитудой $B < A$, можно описать следующими выражениями:

$$\begin{aligned} R' &= \frac{S_1}{S_{01} + S_{03}} \approx R_A + (B/A)I \cos(\delta - \Delta), \\ T' &= \frac{S_3}{S_{01} + S_{03}} \approx T_A + (B/A)I \cos(\delta + \Delta), \\ D &= 1 - \frac{S_1 + S_3}{S_{01} + S_{03}} \approx D_0 - 2I \frac{B}{A} \cos \delta \cos \Delta, \end{aligned} \quad (11)$$

где $S_{01} = (c/8\pi)|A|^2$ и $S_{03} = (c/8\pi)|B|^2$ — потоки энергии падающих волн. В выражениях (11) пренебрегли вкладом „подсвечивающей“ волны, пропорциональным B^2 , в результирующую интенсивность. Представляет интерес ситуация, когда при внешнем подмагничивающем поле, равном полю резонанса $H = H_r$, возможно дополнительное увеличение поглощения падающей мощности в ферромагнетике за счет соответственного подбора разности фаз δ . Данный эффект при этом приводит к уменьшению как отражательной, так и пропускной способности магнитной пленки. Возможна и обратная ситуация: увеличение отражения и прохождения за счет уменьшения поглощения. Управление пропускной способностью пленки осуществляется прежде всего с помощью внешнего магнитного поля H . Причем при конкретном выбранном значении поля также возможна вариация величины пропускания уже за счет изменения начальной разности фаз δ .

Численный анализ

Анализ отражательной, пропускной и поглощательной способностей слоя магнетика начнем с рассмотрения

ситуации наклонного падения на магнитный слой только одной „сигнальной“ волны. На рис. 2 представлены угловые зависимости R и T (сплошные и штриховые линии) для ТМ-волн (а) при толщинах пленки $d = 2.5, 5.0, 7.5 \mu\text{m}$ (кривые 1–3) и для ТЕ-волн (б) при $d = 50 \mu\text{m}$ и $H = 72, 75, 80 \text{ Oe}$ (кривые 1–3). Для ТМ-волн по мере увеличения угла падения отражательная способность пленки плавно уменьшается до своего минимального значения, соответствующего углу $\alpha_m \approx 65^\circ$, после чего происходит достаточно резкий рост коэффициента отражения до величины $R = 1$. Пропускная способность при увеличении угла падения до значения α_m изменяется слабо, после чего спадает до нуля. С ростом толщины пленки пропускная способность уменьшается на всем интервале углов падения. Подобное поведение коэффи-

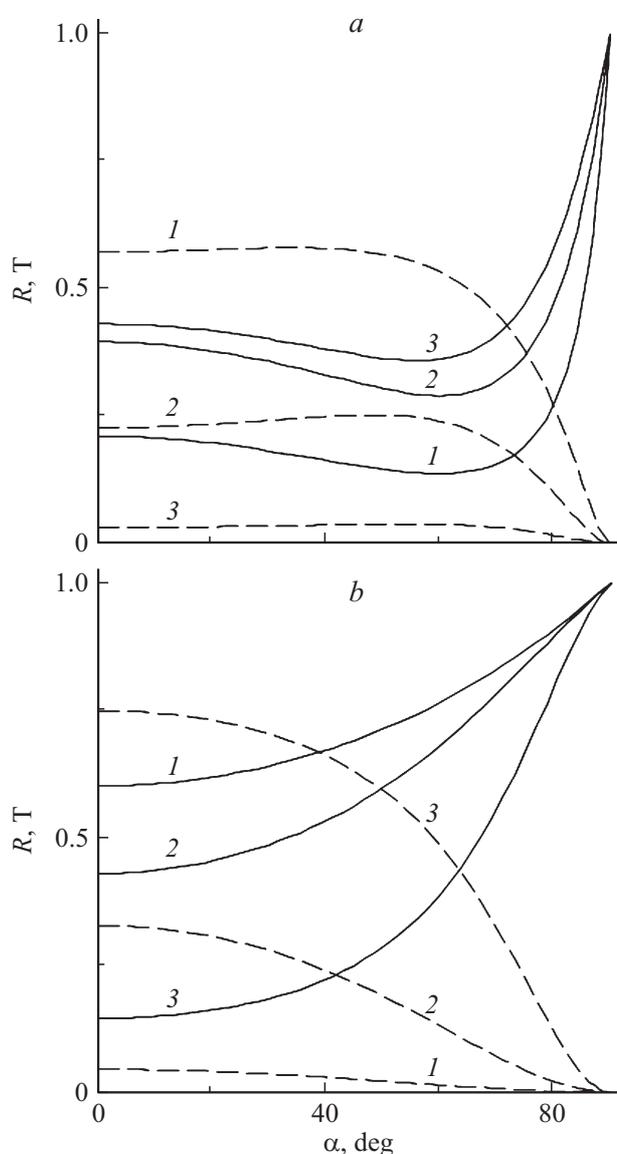


Рис. 2. Угловые зависимости коэффициентов отражения и прохождения (сплошные и штриховые линии) для ТМ-волн (а) при $d = 2.5, 5.0, 7.5 \mu\text{m}$ (кривые 1–3) и для ТЕ-волн (б) при $d = 50 \mu\text{m}$, $H = 72, 75, 80 \text{ Oe}$ (кривые 1–3).

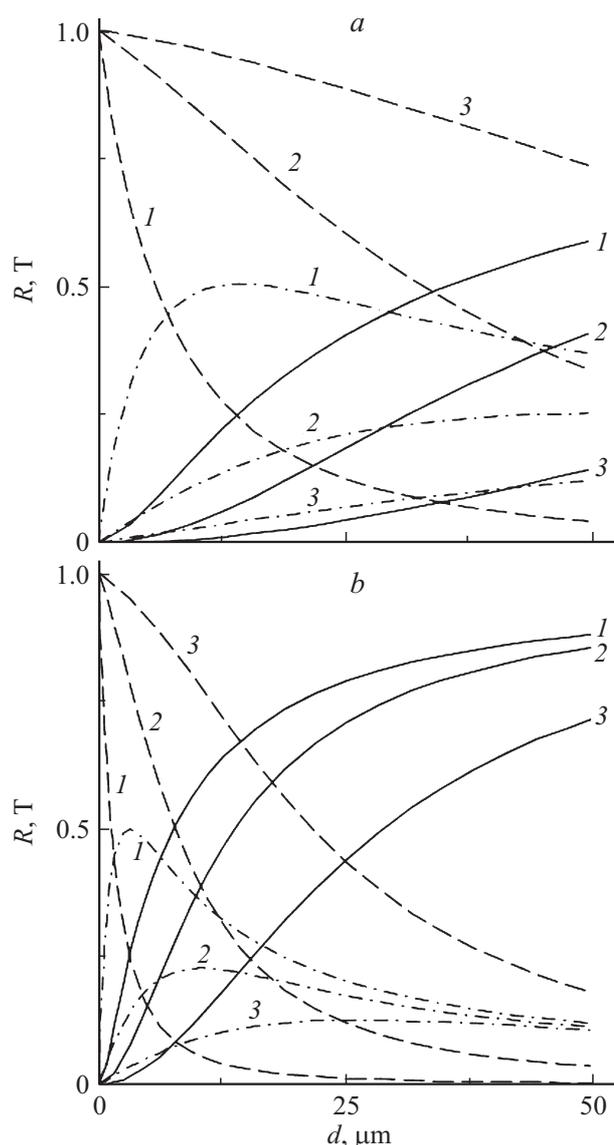


Рис. 3. Толщинные зависимости коэффициентов отражения, прохождения и поглощения (сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии) при углах падения $\alpha = 0.75^\circ$ (а, б) и внешнем поле $H = 72, 75, 80 \text{ Oe}$ (кривые 1–3) при наличии только „сигнальной“ волны.

циентов отражения и прохождения является типичным для изотропных слабо поглощающих материалов.

Для ТЕ-волн во всем интервале углов падения значения величины R монотонно возрастают вплоть до единицы, а T — монотонно убывают до нуля при увеличении α от нуля до $\pi/2$. При этом уровень отражения и прохождения существенно зависит от величины подмагничивающего поля.

Далее численный анализ будет проводиться только для управляемых полей ТЕ-волн. Рассмотрим поведение отражательной, поглощательной и пропускной способностей в зависимости от толщины ферромагнитного слоя также в отношении распространения в нем только „сигнальной“ волны. На рис. 3 представлены зависи-

мости величин R , T и D (сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии) от толщины d , построенные для углов падения $\alpha = 0.75^\circ$ (a, b) и значений внешнего магнитного поля $H = 72, 75, 80$ Ое (кривые 1–3). Кривые 1 отвечают резонансному полю $H_r = 72$ Ое, при котором феррошпинель лучше отражает и хуже пропускает падающее излучение, т.е. ведет себя как типичный металл. При смещении поля от резонансного поведение указанных величин изменяется — отражательная и поглощательная способности уменьшаются, пропускная способность увеличивается. В случае нормального падения (a) величина поглощения D плавно возрастает до своего пикового значения (при приложенном резонансном поле оно составляет $D = 0.5$), после чего плавно выходит на насыщение. При достаточно большом удалении от резонанса имеет место слабое поглощение (кривые 3). В этой области пленка феррошпинели подобна диэлектрику с незначительными потерями. Кривые 2 отвечают переходной ситуации между слабым и сильным поглощением. С увеличением угла падения наблюдается уменьшение вариации отражательной и пропускательной способностей пленки при изменении внешнего магнитного поля (b , сплошные и штриховые линии). Величина D при этом будет резко возрастать до ярко выраженного пика, приходящегося на область толщин $d = (5-7) \mu\text{m}$, после чего происходит такое же менее резкое убывание и выход на насыщение, как и в случае нормального падения.

Теперь перейдем к рассмотрению поведения отражательной, поглощательной и пропускной способностей магнитной пленки при наличии встречной „подсветки“ с различным отношением амплитуд „сигнальной“ и „подсвечивающей“ волн. На рис. 4 приведены зависимости отражательной R' , пропускной T' и поглощательной способности D феррошпинели (сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии) от ее толщины d , построенные при углах падения $\alpha = 0$ и 75° (a, b), внешнем поле $H = H_r = 720$ Ое и разностях фаз встречных волн $\delta = 0, \pi/2, \pi$ (кривые 1–3). Отношение амплитуд „сигнальной“ и „подсвечивающей“ волн принято равным $B/A = 0.3$. Видно, что „подсветка“ существенно влияет на распределение энергии падающих волн между отраженной, прошедшей и поглощенной частями энергии. Так, при выборе разности фаз $\delta = 0$ пиковое значение поглощения достигает $D = 0.77$ (штрихпунктирная кривая 3), а без „подсветки“ $D = 0.50$, т.е. встречная волна „подсветки“ позволяет увеличить долю поглощенной энергии на 54%. На рис. 4, b показаны те же зависимости для угла падения $\alpha = 75^\circ$. Здесь магнитная пленка слабо пропускает падающее излучение уже при толщинах $d = 10 \mu\text{m}$, а при $\delta = 0$ (рис. 4, b , штриховая кривая 1), начиная с малых толщин, отражательная способность пленки близка к нулю. Подчеркнем, что при распространении через магнитный слой только „сигнальной“ волны величина коэффициента поглощения в пике не превышает значения $D = 0.5$, и оно соответствует резонансному значению поля $H_r = 72$ Ое при толщинах слоя $d \approx 12-17 \mu\text{m}$. С ростом толщины наблюдается

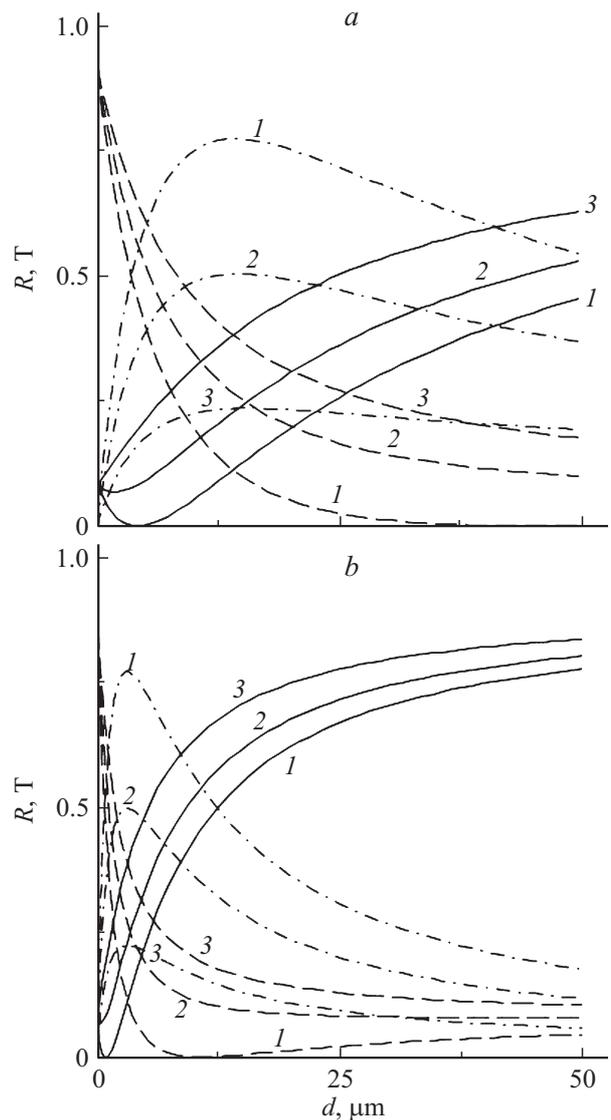


Рис. 4. Зависимости коэффициентов отражения, прохождения и поглощения (сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии) от толщины при углах падения $\alpha = 0.75^\circ$ (a, b) и разностях фаз $\delta = 0, \pi/2, \pi$ (кривые 1–3), $H = 72$ Ое при наличии волны „подсветки“.

уменьшение коэффициента D , сопровождаемое либо слабо выраженными осцилляциями, либо выходом на насыщение. При сильном поглощении величина D резко возрастает до максимального значения, после чего наблюдается менее резкий спад. Слабое поглощение, напротив, характеризуется плавным возрастанием величины коэффициента D до некоторого характерного значения насыщения.

Далее, при аналогичном соотношении амплитуд проанализируем полевые зависимости отражательной R и пропускательной T способностей для толщины слоя ферромагнетика $d = 12 \mu\text{m}$. На рис. 5 приведены зависимости величин R и T от приложенного поля для тех же углов при наличии только „сигнальной“ волны (кривая 1) и в присутствии волны „подсветки“ при выборе разности

фаз $\delta = -\pi/2, \pi/2$ (кривые 2, 3). Для нормального падения (а) значение величины R при каждом взятом значении подмагничивающего поля H и соответствующей разности фаз будет меньше, чем при наклонном падении. Для величины T справедливо обратное. При наклонном падении (b) все кривые имеют более плавный характер, и фазовые эффекты проявляются сильнее, чем при нормальном падении. Вследствие этого полевое и фазовое управление отражением и прохождением электромагнитного излучения является наиболее удобным и оптимальным именно при наклонном падении. В области резонанса величина δ практически не влияет на характер всех кривых, т. е. фазовые эффекты здесь практически не проявляются.

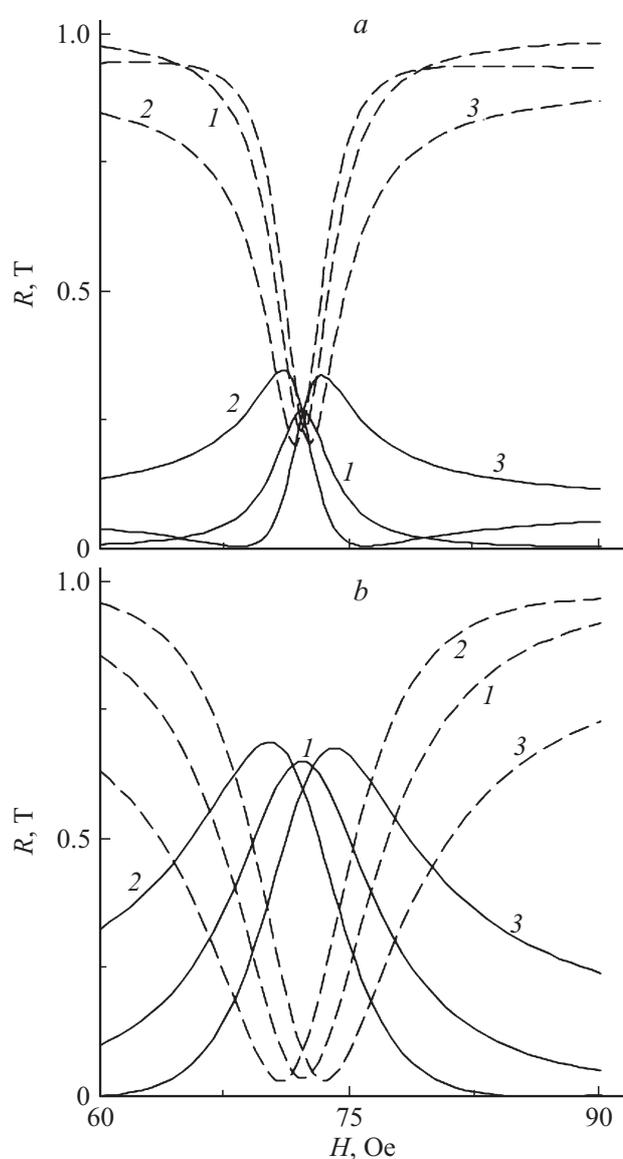


Рис. 5. Полевые зависимости коэффициентов отражения и прохождения (сплошные и штриховые линии) при углах падения $\alpha = 0, 75^\circ$ (a, b) для одиночной волны (1) и при наличии „подсветки“ с амплитудой $B = 0.34 \text{ \AA}$ и разностях фаз $\delta = -\pi/2, (2), \pi/2$ (3) (кривые 1–3).

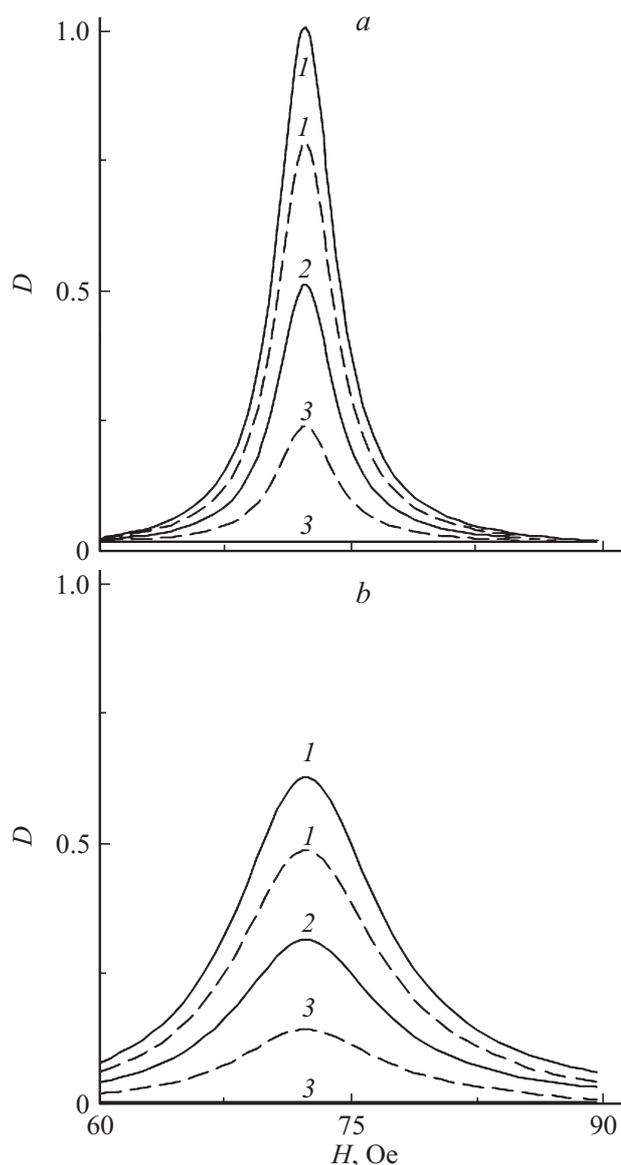


Рис. 6. Полевые зависимости коэффициента поглощения для углов падения $\alpha = 0, 75^\circ$ (a, b) при наличии волны „подсветки“ с амплитудой $B = 0.3 \text{ \AA}$ (штриховые и сплошные линии) и разностях фаз $\delta = 0, \pi/2, \pi$ (кривые 1–3).

Перейдем теперь к рассмотрению вопроса об интерференционном управлении поглощательной способностью магнитной пленки. На рис. 6 приведены полевые зависимости коэффициента поглощения при разных соотношениях между амплитудами „сигнальной“ и „подсветивающей“ волн: $B = (0.3, 1) \text{ \AA}$ (штриховые и сплошные кривые) для трех значений разности фаз и толщины $d = 12 \mu\text{m}$. Поглощению в режиме одиночной „сигнальной“ волны соответствует разность фаз $\delta = \pi/2$. Наиболее эффективное управление поглощательной способностью возможно в интервале полей $H = 70\text{--}80 \text{ Oe}$, где пик поглощения в точности совпадает со значением поля резонанса. Подбором разности фаз можно как увеличить, так и уменьшить поглощение по сравнению со случаем одиночной волны. Так, при нормальном падении

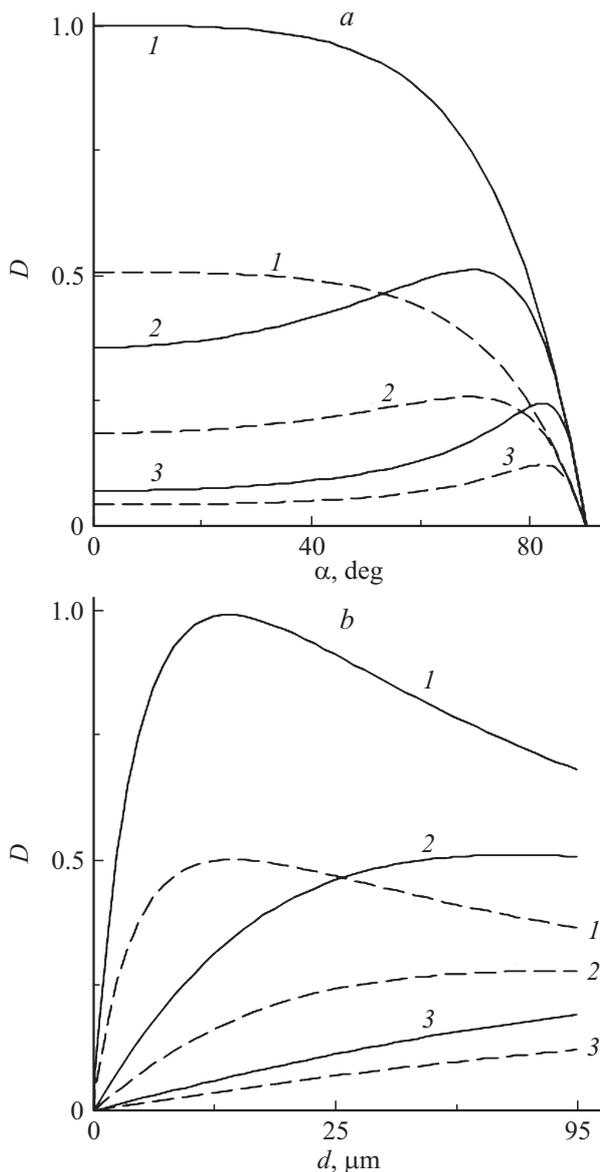


Рис. 7. Зависимость коэффициента поглощения от угла падения ($d = 12 \mu\text{m}$) и толщины слоя ($\alpha = 0$) при наличии встречной волны и без нее (сплошная и штриховая линии), $\delta = 0$, $H = 69, 72, 80 \text{ Oe}$ (кривые 1–3).

и $\delta = 0$ можно увеличить поглощение в точке резонанса вплоть до обеспечения почти полного поглощения. При амплитуде „подсветки“ $B = 0.3A$ коэффициент поглощения увеличивается в 1.5 раза (от $D = 0.5$ до $D = 0.75$), при $B = A$ коэффициент поглощения увеличивается в 2 раза (от $D = 0.5$ до $d = 1.0$) (а, кривые 1). Уменьшение поглощения также имеет место (кривые 3), причем в пределе возможно практически полное отсутствие диссипации (сплошные кривые 3). С увеличением угла падения достигаемые пиковые значения величины D уменьшаются, а сам характер кривых сглаживается.

На рис. 7 представлены угловая зависимость коэффициента поглощения при толщине пленки $d = 12 \mu\text{m}$ и толщинная зависимость при $\alpha = 0$, полученные для

подмагничивающего поля $H = 72, 75, 80 \text{ Oe}$ (а, кривые 1–3) и $\delta = 0$. Сплошные линии отвечают наличию встречной волны, штриховые — ее отсутствию. При наличии волны „подсветки“ наибольшие значения коэффициента поглощения имеют место при $H = 72 \text{ Oe}$. Максимального значения поглощательная способность достигает при нормальном падении и вплоть до $\alpha = 40^\circ$ поглощательная способность пленки изменяется слабо (а, сплошная кривая 1). При дальнейшем увеличении угла падения поглощательная способность пленки монотонно убывает. Отметим, что при нормальном падении возможна ситуация практически полного поглощения падающей мощности. Область практически полного поглощения, в которой величина D не падает ниже значения $D = 0.997$, соответствует диапазону толщин $d = 12\text{--}16 \mu\text{m}$ и начальной разности фаз $\delta = 0$.

Заключение

В настоящей работе проанализированы интерференционные эффекты отражения, прохождения и поглощения при наклонном падении волн микроволнового диапазона на противоположные границы слоя ферромагнетика. Выявлено, что для волн ТМ-поляризации магнетик будет являться прозрачной средой, а в случае ТЕ-поляризации его поглощательная способность будет сильно зависеть от внешнего магнитного поля. Установлено, что возможно управление пропускной и поглощательной способностями слоя при изменении внешнего магнитного поля вблизи его резонансного значения. Для каждой величины приложенного поля из выбранного диапазона также возможна вариация указанных характеристик за счет изменения соотношения между амплитудами „сигнальной“ волны и волны „подсветки“, а также подбора определенной разности фаз этих волн. Показано, что при нормальном падении и выборе начальной разности фаз $\delta = 0$ достигается практически полное поглощение падающей мощности слоем магнетика, где максимум поглощения будет находиться в интервале толщин $d = 12\text{--}16 \mu\text{m}$. Таким образом, магнитные пленки микронных размеров на практике могут быть использованы как эффективные поглотители СВЧ-излучения. При наклонном падении полного поглощения достичь невозможно, однако при выборе наклонного падения управление отражением, прохождением и поглощением заметно упрощается и в области резонанса становится наиболее удобным.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Министерства образования и науки РФ.

Список литературы

- [1] Сидоренков В.В., Толмачев В.В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 3. С. 20.
- [2] Колоколов А.А., Скороцкий Г.В. // УФН. 1992. Т. 162. № 12. С. 165.

- [3] Абрамов А.С., Афанасьев С.А., Елисеева С.В., Семенов Д.И. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 5. С. 10.
- [4] Афанасьев С.А., Семенов Д.И. // УФН. 2008. Т. 178. № 4. С. 377.
- [5] Ефимов В.В., Семенов Д.И. // Опт. и спектр. 1994. Т. 77. № 1. С. 72.
- [6] Sementsov D.I., Efimov V.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. Vol. 28. P. 1225.
- [7] Семенов Д.И., Ефимов В.В., Афанасьев С.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 11. С. 6.
- [8] Афанасьев С.А., Семенов Д.И. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 10. С. 77.
- [9] Sedrakian D.M., Gevorgyan A.H., Khachatryan A.Zh. // Opt. Commun. 2001. Vol. 195. P. 1.
- [10] Лаговский Б.А., Мировицкий Д.И. // Радотехника и электроника. 1998. Т. 43. № 1. С. 609.
- [11] Зайцев В.В., Панин Д.Н., Яровой Г.П. // Электродинамика и техника СВЧ и КВЧ. 1993. Вып. 2(23). С. 72.
- [12] Усанов Д.А., Горбатов С.С. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 14. С. 25.
- [13] Бутько Л.Н., Бучельников В.Д., Бычков И.В. // ФТТ. 2010. Т. 52. Вып. 10. С. 2011.
- [14] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [15] Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Сов. радио, 1975. 232 с.
- [16] Афанасьев С.А., Санников Д.Г., Семенов Д.И. // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 1.
- [17] Вашковский А.В., Локк Э.Г. // УФН. 2006. Т. 176. № 4. С. 403–414.
- [18] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.