

Распространение поверхностных магнитостатических волн в одномерном магнетонном кристалле переменной толщины

© Ю.А. Игнатов^{1,2}, А.А. Климов^{1,3}, С.А. Никитов^{1,2}, В.И. Щеглов¹

¹ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

² Московский физико-технический институт (Государственный университет), Москва, Россия

³ Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (Технический университет), Москва, Россия

E-mail: yury.ignatov@gmail.com

(Поступила в Редакцию 1 сентября 2009 г.)

В окончательной редакции 25 декабря 2009 г.)

Исследовано распространение поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в ферромагнитной пленке переменной толщины с планарной периодической структурой в виде решетки вытравленных параллельных полос (одномерном магнетонном кристалле). Дисперсионные характеристики ПМСВ рассчитаны с применением метода ВКБ. Оценена внутренняя ошибка метода, исследован магнетонный спектр ПМСВ. На основе анализа дисперсионных характеристик и пропускательной способности таких структур показана возможность их использования для создания узкополосных и гребенчатых фильтров.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 08-02-00785-а, 09-02-12433-ОФИ-М).

1. Введение

Исследования в области фотонных кристаллов [1] в последние годы стимулировали интерес к подобным структурам и для других типов волн в твердых телах. В частности, исследования стали проводиться для акустических структур, аналогичных фотонным кристаллам, в которых свойства СВЧ-акустических волн подобны свойствам электромагнитных волн в фотонных кристаллах. Такие среды получили название фононных кристаллов [2,3]. В магнитных средах (пленках и многослойных структурах) стали исследоваться свойства спиновых (магнитостатических) волн по аналогии с фотонными и фононными структурами. Такие кристаллы стали называться магнетонными [4,5].

Периодическая неоднородность волноведущей среды порождает целый ряд интересных физических эффектов [6]. Внесение периодической неоднородности приводит к появлению запрещенных частотных и энергетических зон, что проявляется в существовании полос пропускания и непропускания оптического сигнала в фотонных кристаллах. Периодическое изменение свойств магнитной среды приводит к тем же эффектам в диапазоне СВЧ [7–9]. Необходимо отметить, что ранее подобные магнитные структуры рассматривались только для случая постоянной толщины волноведущего носителя.

В качестве среды для исследования свойств распространяющихся поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) используются ферромагнитные пленки и пластины, однородные по параметрам. Однако, как показано в работах [10–13], внесение неоднородного поля подмагничивания существенно изменяет свойства ПМСВ, приводя к изменению волнового числа, фазовой

и групповой скоростей, а также коренным образом меняет конфигурацию траекторий волновых пучков ПМСВ. С другой стороны, к подобным же эффектам должны приводить неоднородности геометрических параметров пленок, например изменение толщины.

Ферромагнитные пленки с периодическими структурами особенно интересны из-за возможности управления их дисперсионными характеристиками магнитным полем [14,15], а также изготовления пленок с микро- и наноструктурами. Можно полагать, что объединение периодической неоднородности с переменной толщиной структуры приведет к проявлению новых свойств волноведущей среды и позволит найти новые области применения магнетонных кристаллов.

Настоящая работа посвящена построению теоретической модели распространения ПМСВ в ферромагнитной пленке переменной толщины с планарной периодической структурой в виде вытравленных параллельных полос (одномерный магнетонный кристалл), а также анализу полученных результатов на предмет возможных практических приложений.

Работа состоит из трех частей. В первой части рассмотрены особенности распространения ПМСВ в пленке переменной толщины в диполь-дипольном приближении. На основе решения уравнения распространения ПМСВ в среде с геометрической неоднородностью в ВКБ-приближении выведено дисперсионное соотношение. Во второй части рассмотрено влияние координатной зависимости толщины пленки на дисперсию ПМСВ в планарной периодической структуре в виде вытравленных параллельных полос. В третьей части обсуждаются возможности использования полученных результатов для конструирования СВЧ-устройств.

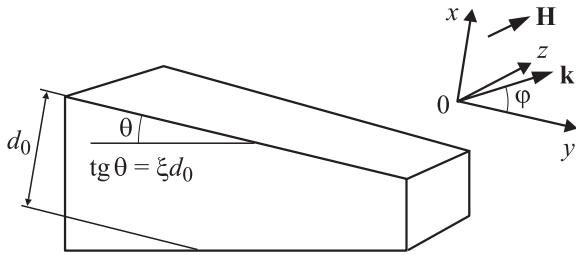


Рис. 1. Пленка с линейно меняющейся толщиной.

2. Распространение ПМСВ в ферромагнитной пленке переменной толщины

Рассмотрим распространение ПМСВ в пленке, толщина которой линейно зависит от координаты.

На рис. 1 изображена ферромагнитная пленка переменной толщины, линейно зависящей от координаты x , и связанная с ней прямоугольная система координат. Координатная плоскость yz параллельна верхней поверхности пленки, а ось x перпендикулярна ей. Начало координат выбрано в точке, где отрезок, соединяющий верхнюю поверхность пленки с нижней под прямым углом к верхней поверхности, равен d_0 . В дальнейшем будем называть длину такого отрезка толщиной пленки. Магнитное поле направлено по касательной к пленке вдоль оси z . Волна распространяется вдоль верхней поверхности пленки под углом φ к оси y . Пленка не ограничена в плоскости yz и намагничена до насыщения.

В геометрии поставленной задачи толщина пленки меняется по закону

$$d(y) = d_0(1 - \xi y), \quad (1)$$

где d_0 — толщина пленки в точке начала координат, ξ — угловой коэффициент, характеризующий величину изменения толщины пленки.

В работах [16,17] было выведено дисперсионное соотношение для ПМСВ в плоскопараллельной пленке с учетом диполь-дипольного взаимодействия

$$k_0 = \frac{1}{2d_0\alpha} \ln \frac{\beta - 1 + 2\mu\alpha}{\beta - 1 - 2\mu\alpha}, \quad (2)$$

где

$$\beta = (v^2 - \mu^2 + \mu) \cos^2 \varphi - \mu,$$

$$\alpha = \sqrt{\cos^2 \varphi + \frac{\sin^2 \varphi}{\mu}},$$

$$\mu = 1 + \frac{\omega_H \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

$$v = \frac{\omega \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2},$$

$$\omega_H = \gamma H, \quad \omega_M = 4\pi\gamma M,$$

H — величина внешнего магнитного поля, M — статическая намагниченность пленки, γ — магнитомеханическое отношение, ω — частота ПМСВ.

В нулевом приближении уравнение дисперсии ПМСВ в пленке линейно меняющейся толщины (1) можно записать в виде, аналогичном (2),

$$k(y) = \frac{1}{2d(y)\alpha} \ln \frac{\beta - 1 + 2\mu\alpha}{\beta - 1 - 2\mu\alpha}. \quad (4)$$

С учетом координатной зависимости волнового числа уравнение для y -компоненты вектор-потенциала ПМСВ [16] преобразуется в дифференциальное уравнение с переменным коэффициентом

$$Y'' + k^2(y) \sin^2 \varphi Y = 0. \quad (5)$$

Метод ВКБ [18,19] позволяет с некоторой точностью (ограниченной условием $|k'(y) \sin \varphi| \ll k^2(y) \sin^2 \varphi$) решить данное уравнение. При этом приближенное решение задачи (5) имеет вид

$$Y(y) = \exp(iu(y)). \quad (6)$$

После подстановки (6) в (5) и преобразования уравнение (5) приобретает вид

$$-(u'(y))^2 + iu''(y) + k^2(y) \sin^2 \varphi = 0. \quad (7)$$

Положим $|u''(y)|$ малым

$$u'(y) = \pm k(y) \sin \varphi. \quad (8)$$

Отсюда

$$u(y) = \pm \int k(y) \sin \varphi dy. \quad (9)$$

Условие применимости (малость $|u''(y)|$ в (7)) примет вид

$$|u''(y)| \approx |k'(y) \sin \varphi| \ll k^2(y) \sin^2 \varphi. \quad (10)$$

Подставляя (9) в (6), получаем

$$Y(y) = Y_1 \exp(i \int k(y) \sin \varphi dy) + Y_2 \exp(-i \int k(y) \sin \varphi dy), \quad (11)$$

где $k(y)$ определяется с помощью выражения (4).

В случае линейной зависимости от координаты (1) решение уравнения (5) принимает вид

$$\begin{aligned} Y(y) &= Y_1 (1 - \xi y)^{\frac{1}{2\alpha d_0 \xi} \sin \varphi \ln \frac{\beta - 1 + 2\mu\alpha}{\beta - 1 - 2\mu\alpha}} \\ &\quad + Y_2 (1 - \xi y)^{-\frac{1}{2\alpha d_0 \xi} \sin \varphi \ln \frac{\beta - 1 + 2\mu\alpha}{\beta - 1 - 2\mu\alpha}} \\ &= Y_1 (1 - \xi y)^{\frac{1}{\xi} k_0 \sin \varphi} + Y_2 (1 - \xi y)^{-\frac{1}{\xi} k_0 \sin \varphi}. \end{aligned} \quad (12)$$

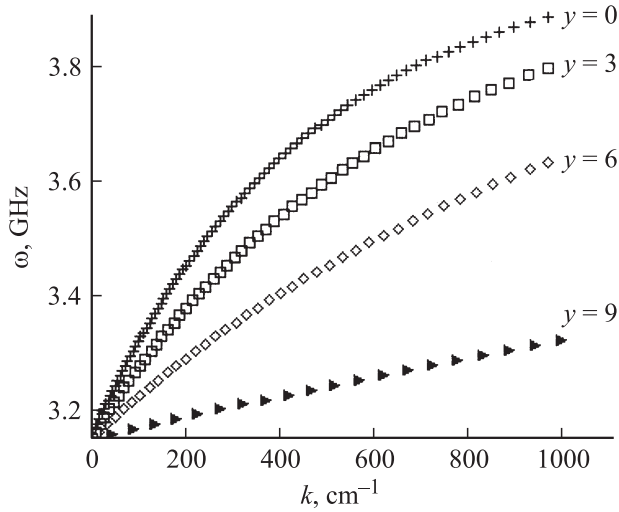


Рис. 2. Сечение дисперсионной поверхности (16) плоскостями, перпендикулярными оси y .

Повторяя ход рассуждений, предлагаемый в работе [16], записываем общее решение задачи о распространении ПМСВ в ферромагнитной пленке для ψ -потенциала

$$\psi(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z). \quad (13)$$

Функции $X(x)$ и $Z(z)$ являются решениями волнового уравнения с постоянными по x и z параметрами, величина которых определяется параметрами среды, частотой волны и координатой y ,

$$\begin{cases} X(x) = X_1 \exp(iak(y)x) + X_2 \exp(-iak(y)x), \\ Z(z) = Z_1 \exp(ik(y) \cos \varphi z) + Z_2 \exp(-ik(y) \cos \varphi z). \end{cases} \quad (14)$$

Вне ферромагнитной пленки $\alpha = 1$.

Подставляя полученные значения для ψ -потенциала в граничные условия непрерывности нормальной компоненты индукции и тангенциальных компонент напряженности магнитного поля, получаем

$$\begin{cases} \mu \frac{\partial \psi_2}{\partial x} + i\nu \frac{\partial \psi_2}{\partial y} \Big|_{x=-d(y)} = \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \Big|_{x=-d(y)}, \\ \mu \frac{\partial \psi_2}{\partial x} + i\nu \frac{\partial \psi_2}{\partial y} \Big|_{x=0} = \frac{\partial \psi_3}{\partial x} \Big|_{x=0}, \\ \psi_2 \Big|_{x=-d(y)} = \psi_1 \Big|_{x=-d(y)}, \\ \psi_2 \Big|_{x=0} = \psi_3 \Big|_{x=0}. \end{cases} \quad (15)$$

В (15) введены следующие обозначения: ψ_2 — значение магнитостатического потенциала внутри ферромагнитной пленки; ψ_1 и ψ_3 — значения магнитостатического потенциала в пространстве под пленкой соответственно.

Из условия совместности системы (15) с учетом (4), (12)–(14) получаем дисперсионное соотношение для

первого ВКБ-приближения

$$k(\xi, y, z) = \frac{1}{2d(y)\alpha} \ln \frac{\beta - 1 + 2\mu\alpha + (\phi(\xi, y) - \psi(\xi, y, z))}{\beta - 1 - 2\mu\alpha - (\phi(\xi, y) + \psi(\xi, y, z))}. \quad (16)$$

Отличие выражения (16) от исходного вида уравнения дисперсии ПМСВ в пленке постоянной толщины (2) определяется поправочными функциями под знаком логарифма

$$\begin{aligned} \psi(\xi, y) &= (U^2(\xi, y) - k_0^2 - V_1^2 - V_2^2(\xi, y) \\ &\quad + 2V_2(\xi, y)k_0)k_0^{-2} - \beta + 1, \end{aligned}$$

$$\phi(\xi, y) = (2V_1k_0 - 2V_1V_2(\xi, y)) \cdot k_0^{-2} - 2\mu\alpha, \quad (17)$$

где

$$k_0 = \frac{1}{2d_0\alpha} \ln \frac{\beta - 1 + 2\mu\alpha}{\beta - 1 - 2\mu\alpha},$$

$$V_1 = \mu\alpha k_0,$$

$$V_2(\xi, y) = i\nu\alpha k_0 \left[\frac{\xi}{1 - \xi y} \right] \frac{d(y)}{2}, \quad (18)$$

$$U(\xi, y) = \nu \left[k_0 \cos \varphi + z \sin \varphi \frac{\xi}{1 - \xi y} k_0 - i \frac{1}{2} \frac{\xi}{1 - \xi y} \right].$$

Остальные обозначения приведены в (3). Легко видеть, что при $\xi = 0$: $\phi(\xi, y) = 0$, $\psi(\xi, y) = 0$, $k(y) = k_0$.

Оценим поправку первого приближения ВКБ для параметров, свойственных ферритам-гранатам [20]. Пусть $\xi = 0.1$, $H = 550$ Ое, $M = 139$ Г, $d_0 = 10 \mu\text{м}$. В данных условиях поправка первого приближения дает очень малый относительный вклад в действительное значение волнового числа $\sim 10^{-11}$. Дополнительный расчет показывает, что поправки следующих приближений будут пренебрежимо малы по сравнению с первой. При этом волновое число становится комплексным. Значение мнимой части составляет $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ от значения действительной.

Решение, учитывающее поправки первого приближения, содержит зависимость от z (см. (16)). Таким образом, полученное уравнение дисперсии есть уравнение четырехмерной поверхности в пространстве (ω, k, y, z) . В случае, когда волна распространяется перпендикулярно направлению внешнего магнитного поля ($\sin \varphi = 0$), четырехмерная поверхность вырождается в трехмерную, для построения которой достаточно тройки координат (ω, k, y) . Сечения этой поверхности плоскостями $y = 0, 3, 6$ и 9 для параметров системы ($\xi = 0.1$, $H = 550$ Ое, $M = 139$ Г, $d_0 = 10 \mu\text{м}$) изображены на рис. 2.

При распространении волны вдоль положительного направления оси y с ростом координаты кривая $\omega(k)$ становится более пологой, k возрастает.

В области, где толщина пленки стремится к нулю, решения нулевого и первого приближений стремятся к бесконечности. Следуя [18], оценим ошибку метода, которая определяет, насколько параметры системы удовлетворяют условию (10). Величина ошибки

$$\begin{aligned} \varepsilon(y) = & \exp(i\delta)(-\xi) \ln(1 - \xi y) \frac{1}{2k_0} \left(\frac{1}{\cos^2 \varphi} - \frac{5}{8 \cos \varphi} \right) \\ & + \exp(-i\delta) \frac{1}{2} \frac{\xi^2 \left(\frac{1}{\cos \varphi} - \frac{5}{8} \right)}{k_0 \cos \varphi} \left(2i \frac{k_0 \cos \varphi}{\xi} \right) \\ & \times \left[(1 - \xi y)^{2i \frac{k_0 \cos \varphi}{\xi} - 1} \left(\frac{-\xi}{1 - \xi y} \right) + 1^{2i \frac{k_0 \cos \varphi}{\xi} \xi} \right], \quad (19) \end{aligned}$$

где δ — компонента фазового множителя, не влияющего на абсолютную величину ошибки.

Из данного выражения видно, что при $\xi = 0$ (плоскопараллельная пленка) величина ошибки становится равной нулю. При $y \rightarrow \frac{1}{\xi}$ ошибка стремится к бесконечности. Ошибка расходится при уменьшении толщины пленки ($y \rightarrow 10$ относительным единицам длины). Ошибке в 10% соответствует значение $y \sim 7-8$.

Отметим, что решение уравнения (5) методом ВКБ ведет к появлению мнимой компоненты волнового числа

$$k = k' + ik'' \quad (20)$$

При распространении ПМСВ вдоль оси y ($\varphi = 0$) с изменением углового параметра ξ меняется лишь мнимая часть волнового числа. При произвольном угле φ действительная часть также изменяется.

На рис. 3 представлены графики дисперсионных зависимостей действительной и мнимой компонент волнового числа для толщины пленки $d_0 = 10 \mu\text{m}$ и углового коэффициента $\xi = 0.1$. Зависимость величины мнимой составляющей волнового числа от углового коэффициента характеризуется симметрией относительно начала координат.

В соответствии с [16] решение для волны, распространяющейся вдоль поверхности пленки вдоль оси y , имеет вид

$$\begin{aligned} \psi = & (A_1 \exp(kx) + B_1 \exp(kx)) \\ & \times (A_2 \exp(iky) + B_2 \exp(-iky)). \quad (21) \end{aligned}$$

Причем для волны, распространяющейся вдоль верхней границы пленки, $A_1 \ll B_1$; для волны, распространяющейся вдоль нижней границы, $A_1 \gg B_1$. Это приводит к ряду следствий.

За счет несимметричности геометрических параметров пленки амплитуда волны, распространяющейся в отрицательном направлении вдоль оси y , уменьшается, а волны, распространяющейся в положительном направлении, увеличивается.

С появлением комплексной компоненты волнового числа волна перестает быть поверхностной — у нее появляется объемная компонента, бегущая волна вдоль оси x .

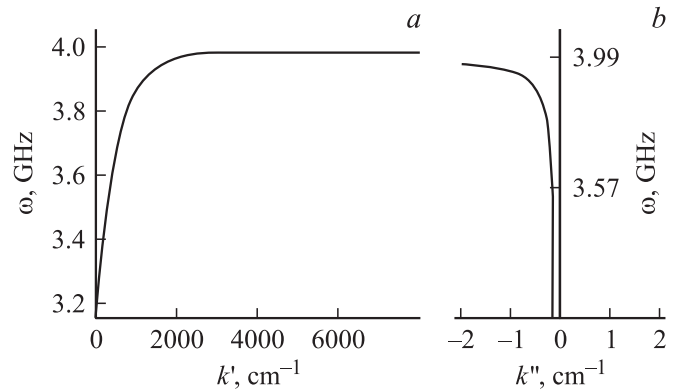


Рис. 3. Дисперсионная зависимость действительной (а) и мнимой (б) компонент волнового числа. $\mathbf{k} \parallel y$.

Невзаимность решения Дэймона–Эшбаха [16] приводит к тому, что объемная компонента волны по большей части излучается в глубь ферромагнетика. Волна, распространяющаяся в „положительном“ направлении (по часовой стрелке, если смотреть в направлении внешнего магнитного поля), имеет значительно бóльшую амплитуду, чем волна, распространяющаяся в „отрицательном“ направлении, а ей соответствует бегущая вдоль оси x волна, излучаемая в глубь ферромагнитной пленки.

Рассмотрим теперь случай произвольной зависимости толщины пленки от координаты. Решение задачи, где $d(y)$ задается произвольной функциональной зависимостью, имеет вид, идентичный (16), однако поправочные функции выглядят иначе.

Введем обозначение

$$d(y) = d_0 \xi(y). \quad (22)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \psi(\xi, y) = & (U^2(\xi, y) - k_0^2 - V_1^2 - V_2^2(\xi, y) \\ & + 2V_2(\xi, y)k_0) \cdot k_0^{-2} - \beta + 1, \\ \phi(\xi, y) = & (2V_1k_0 - 2V_1V_2(\xi, y)) \cdot k_0^{-2} - 2\mu\alpha, \quad (23) \end{aligned}$$

где

$$k_0 = \frac{1}{2d_0\alpha} \ln \frac{\beta - 1 + 2\mu\alpha}{\beta - 1 - 2\mu\alpha},$$

$$V_1 = \mu\alpha k_0,$$

$$V_2(\xi, y) = -i\nu\alpha k_0 \left[\frac{d\xi/dy}{\xi(y)} \right] \frac{d(y)}{2},$$

$$U(\xi, y) = \nu \left[k_0 \cos \varphi - z \sin \varphi \frac{d\xi/dy}{\xi(y)} k_0 + i \frac{1}{2} \frac{d\xi/dy}{\xi(y)} \right]. \quad (24)$$

При $\xi(y) = 1 - \xi y$ решение (23) переходит в (16).

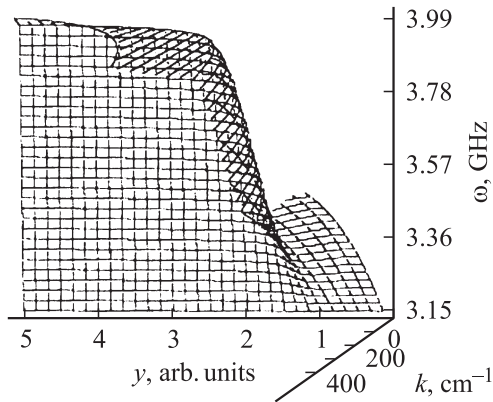


Рис. 4. Дисперсионная поверхность. Первое ВКБ-приближение. $d(y) = d_0(1 - y^2 + y^4)$.

На рис. 4 представлена дисперсионная поверхность для толщины пленки, изменяющейся по закону $d(y) = d_0(1 - y^2 + y^4)$. Дисперсионная поверхность для такой функциональной зависимости сильно отличается от линейного случая.

Как было отмечено в работе [9], принятое здесь диполь-дипольное приближение имеет хорошее соответствие с экспериментом в области больших длин волн (малых значений k). В случае, когда k превышает некоторое пороговое значение, необходимо производить учет обменного взаимодействия.

3. Распространение ПМСВ в ферромагнитной пленке переменной толщины с периодической магнитной неоднородностью

В работах [4,7] описан способ расчета характеристик распространения ПМСВ в периодической структуре с магнитным упорядочением, основанный на модели Кронига–Пенни [21].

Рассчитаем, как будет распространяться ПМСВ вдоль поверхности пленки с линейно меняющейся толщиной, в которой вытравлена периодическая плоскопараллельная полосовая структура.

Воспользуемся моделью скошенной пленки и обозначениями, принятыми в предыдущем разделе. Введем периодическую структуру магнитной неоднородности, состоящую из полос ферромагнитного материала, чередующихся с незаполненными полосами: a — период структуры, b — ширина незаполненной области (рис. 5).

Пусть волна распространяется вдоль оси y перпендикулярно внешнему магнитному полю. Начало координат расположим на границе вытравленной полости, где толщина пленки равна d_0 .

Для удобства дальнейшего рассмотрения волновое число ПМСВ в ферромагнитной пленке будем обозначать α_1 . В соответствии с (16)

$$\alpha_1 = \frac{1}{2d(y)\alpha} \ln \frac{\beta - 1 + 2\mu\alpha + (\phi(\xi, y) - \psi(\xi, y))}{\beta - 1 - 2\mu\alpha - (\phi(\xi, y) + \psi(\xi, y))}. \quad (25)$$

Потенциал ПМСВ принимает вид

$$\psi = A \exp(i\alpha_1 y) + A' \exp(-i\alpha_1 y). \quad (26)$$

В свободном пространстве вытравленных полостей уравнение дисперсии имеет вид

$$\alpha_2 = \frac{\omega}{c}, \quad (27)$$

где c — значение скорости света в вакууме.

Потенциал

$$\psi = B \exp(i\alpha_2 y) + B' \exp(-i\alpha_2 y). \quad (28)$$

Метод Кронига–Пенни заключается в том, что мы ищем общее решение в виде функции, непрерывной и дифференцируемой на заданном промежутке значений y . Этому соответствуют условия непрерывности и дифференцируемости потенциала на границе ферромагнетик–воздух в окрестности края вытравленной ячейки

$$\begin{cases} \psi(0^-) = \psi(0^+), \\ \psi'(0^-) = \psi'(0^+). \end{cases} \quad (29)$$

Из условия разрешимости данной системы, а также используя блоховское условие периодичности потенциала, можно получить уравнение дисперсии

$$\begin{aligned} \cos ka = \cos \left[\frac{\alpha_2 b}{\cos \theta} \right] \cos \left[\frac{\alpha_1 (a - b)}{\cos \theta} \right] \\ + \left[\frac{\alpha_1}{2\alpha_2} + \frac{\alpha_2}{2\alpha_1} \right] \sin \left[\frac{\alpha_2 b}{\cos \theta} \right] \sin \left[\frac{\alpha_1 (a - b)}{\cos \theta} \right]. \end{aligned} \quad (30)$$

Появление периодической структуры приводит к образованию запрещенных зон в спектре ПМСВ. Форма

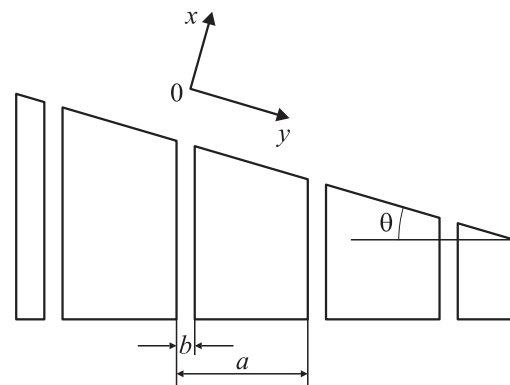


Рис. 5. Пленка линейно изменяющейся толщины с вытравленной периодической структурой.

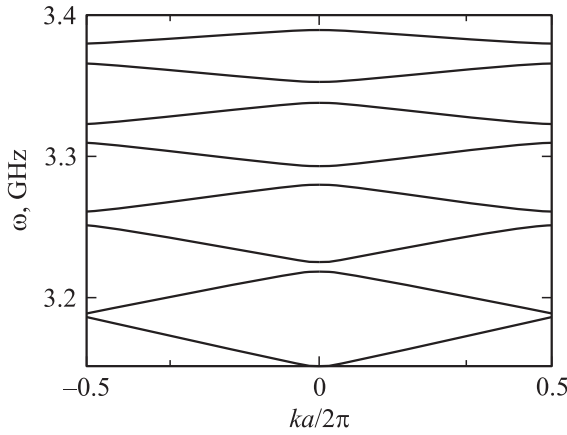


Рис. 6. Спектры ПМСВ при толщине пленки $d = 6 \mu\text{m}$.

записи (30) по внешнему виду аналогична дисперсионной зависимости электромагнитных волн в слоистых оптических структурах [6]. Однако исходный спектр ПМСВ (25) более сложен.

В частности, на рис. 6 приведены спектры ПМСВ в структуре со следующими параметрами: $H = 550 \text{ Oe}$, $M = 139 \text{ G}$ (что соответствует железо-иттриевому гранату при комнатной температуре), $a = 1 \text{ mm}$, $b = 10 \mu\text{m}$, толщина пленки $d = 6 \mu\text{m}$.

Зависимость дисперсионных характеристик пленки с периодической магнитной неоднородностью от параметров периодической структуры разобрана ранее [9]. В нашем случае интерес представляет влияние переменной толщины на спектр структуры. Оказывается, что с увеличением толщины пленки ширина запрещенной зоны увеличивается, а плотность энергетических уровней уменьшается.

Таким образом, можно полагать, что в пленке с переменной толщиной трехмерный график дисперсионной поверхности ПМСВ (ω, k, y) представляет собой периодическую последовательность поверхностей, сходящуюся с уменьшением толщины пленки.

Благодаря изменению толщины картина энергетических зон различается в разных участках пленки, что приводит к их частичному взаимному перекрытию, т.е. суммарная картина энергетических зон приобретает весьма сложный характер. Некоторые особенности данного явления иллюстрируются на рис. 7.

На рис. 7, *a* представлена зависимость ширины первой запрещенной зоны от координаты вдоль поверхности пленки линейно меняющейся толщины. Видно, что график легко аппроксимируется линейной зависимостью с отрицательным угловым коэффициентом.

На рис. 7, *b* представлена аналогичная зависимость для количества энергетических уровней, лежащих в рассматриваемой полосе частот. На начальном участке зависимость практически линейна, при малых толщинах пленки ее крутизна резко возрастает.

Попадая в частотный интервал запрещенной зоны, волна ослабевает. Уравнение дисперсии (30) разрешается в комплексных числах. Таким образом, волновой вектор здесь представляет собой сумму: $k = k' + ik''$, где компонента k'' определяет изменение амплитуды ПМСВ. Значение мнимой составляющей волнового числа может быть получено из уравнения дисперсии

$$k'' = \frac{1}{a} \text{Im} \left[\arccos \left(\cos \left[\frac{\alpha_2 b}{\cos \theta} \right] \cos \left[\frac{\alpha_1 (a - b)}{\cos \theta} \right] + \left[\frac{\alpha_1}{2\alpha_2} + \frac{\alpha_2}{2\alpha_1} \right] \sin \left[\frac{\alpha_2 b}{\cos \theta} \right] \sin \left[\frac{\alpha_1 (a - b)}{\cos \theta} \right] \right) \right]. \quad (31)$$

С математической точки зрения условие, при котором появляется мнимая компонента волнового числа и происходит затухание блоховской волны, соответствует случаю, когда правая часть выражения (30) по модулю превышает единицу.

Сделанные нами теоретические выводы о существовании нового типа дисперсии ПМСВ в среде с периодической магнитной неоднородностью справедливы

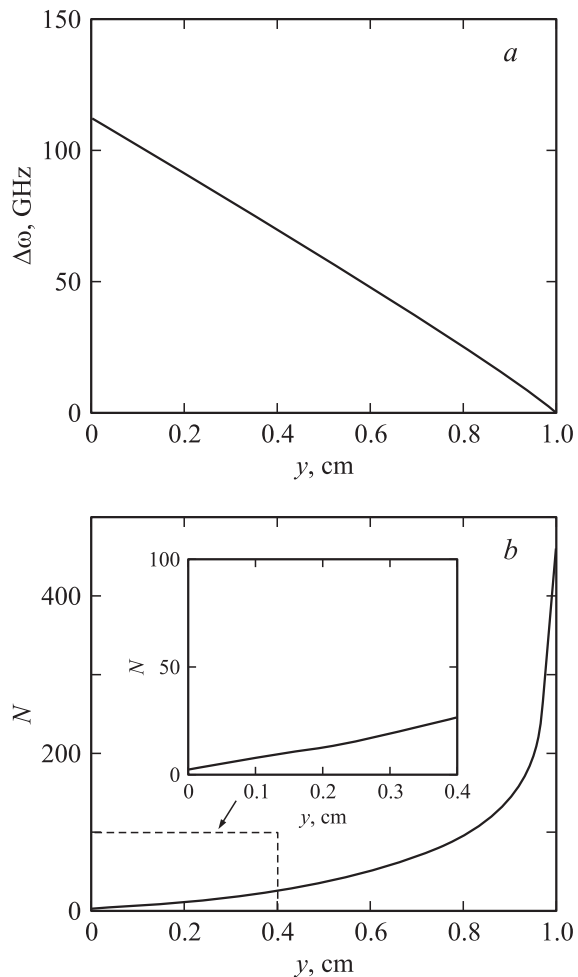


Рис. 7. Зависимости изменения ширины первой запрещенной зоны (*a*) и плотности энергетических состояний (*b*) от координаты. $\xi = 0.99 \text{ cm}^{-1}$.

при условии, что длина свободного пробега магнотонных возбуждений значительно превышает период структуры.

4. Возможные практические приложения

Рассмотрим возможности практического применения полученных результатов исследования свойств ПМСВ в ферромагнитных пленках переменной толщины с периодическими структурами для обработки сигналов диапазона СВЧ. Идея использовать фотонные кристаллы в качестве фильтров электромагнитных сигналов уже была рассмотрена в ряде работ [1,22]. В пленке переменной толщины с периодической магнитной неоднородностью проявляется ряд особенностей.

Выше показано, что с уменьшением толщины пленки запрещенные зоны в спектре ПМСВ могут перекрывать разрешенные, тем самым уменьшая частотный диапазон волн, которые без потерь могут распространяться в пленке. Таким образом, подобрав соответствующую толщину и угловой коэффициент пленки, можно выделить узкую полосу разрешенных частот, что представляет интерес для частотной фильтрации сигналов. Оценим спектральную характеристику подобного фильтра.

Пусть волновое число имеет мнимую составляющую $k''(\omega, y)$. Следуем соображениям, аналогичным тем, что используются при выводе закона Бугера–Ламберта–Бэра в оптике [23]. В малом интервале dy , где мнимую компоненту волнового числа можно считать постоянной, относительное изменение амплитуды волны равно

$$\frac{d\psi}{\psi} = -k'' dy. \quad (32)$$

Интегрируя (32), получаем

$$\psi(\omega, y_2) = C \exp\left(-\int_{y_1}^{y_2} k''(\omega, y) dy\right), \quad (33)$$

где y_1 и y_2 — координаты излучателя и приемника соответственно.

Относительное изменение амплитуды бегущей волны при фиксированной координате приемника

$$r(\omega) = \frac{\psi(\omega, y_2)}{\psi(\omega, y_1)} = \exp\left(-\int_{y_1}^{y_2} k''(\omega, y) dy\right). \quad (34)$$

Коэффициент пропускания по энергии (отношение потоков энергии прошедшей и падающей волн) равен квадрату отношения амплитуд

$$T(\omega) = r^2(\omega) = \exp\left(-2\int_{y_1}^{y_2} k''(\omega, y) dy\right). \quad (35)$$

На рис. 8 изображена спектральная характеристика ферромагнитной пленки постоянной толщины $10 \mu\text{m}$

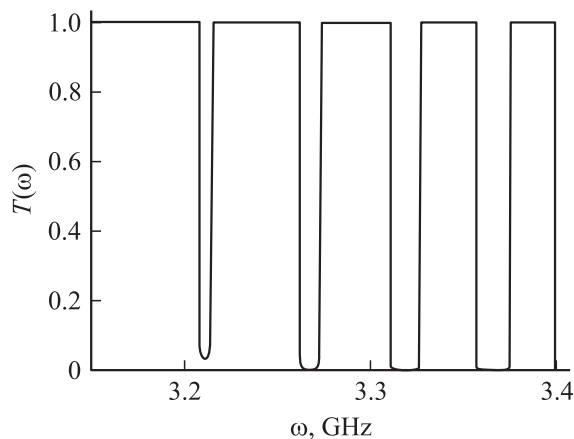


Рис. 8. Спектр пропускания ферромагнитной пленки с периодической структурой из параллельных полос.

при расстоянии от возбуждающей антенны до приемной антенны 1 см при принятых в настоящей работе параметрах магнитной системы. Спектр пропускания в таком случае полностью определяется поведением мнимой компоненты волнового числа.

Варьируя угловой коэффициент пленки, можно получать различные спектральные характеристики, примеры которых показаны на рис. 9. В зависимости от углового коэффициента на выходе фильтра можно получить „гребенчатый“ спектр (рис. 8, 9, *a* и *c*) или узкополосный (рис. 9, *b* и вставка к рис. 9, *c*).

Видно, что спектры пропускания фильтров СВЧ на основе ферромагнитной пленки переменной толщины с периодической магнитной неоднородностью, представленные на рис. 8, характеризуются полосами пропускания 2–10 МГц. Фильтры с такими полосами могут найти применение, например, в технике приема и передачи телевизионного сигнала, а также в других областях техники, где ширина канала связи предполагается достаточно большой.

5. Заключение и обсуждение результатов

Таким образом, в работе методом ВКБ рассчитаны свойства ПМСВ, распространяющейся в касательно намагниченной ферромагнитной пленке переменной толщины (одномерном магнотонном кристалле). Получено уравнение дисперсии для волны, распространяющейся перпендикулярно полю, и оценена внутренняя ошибка метода.

Показано, что при произвольном угле распространения ПМСВ относительно направления подмагничивающего поля уравнение дисперсии представляет собой четырехмерную поверхность в пространстве координат плоскости распространения, волнового числа и частоты. При распространении ПМСВ перпендикулярно

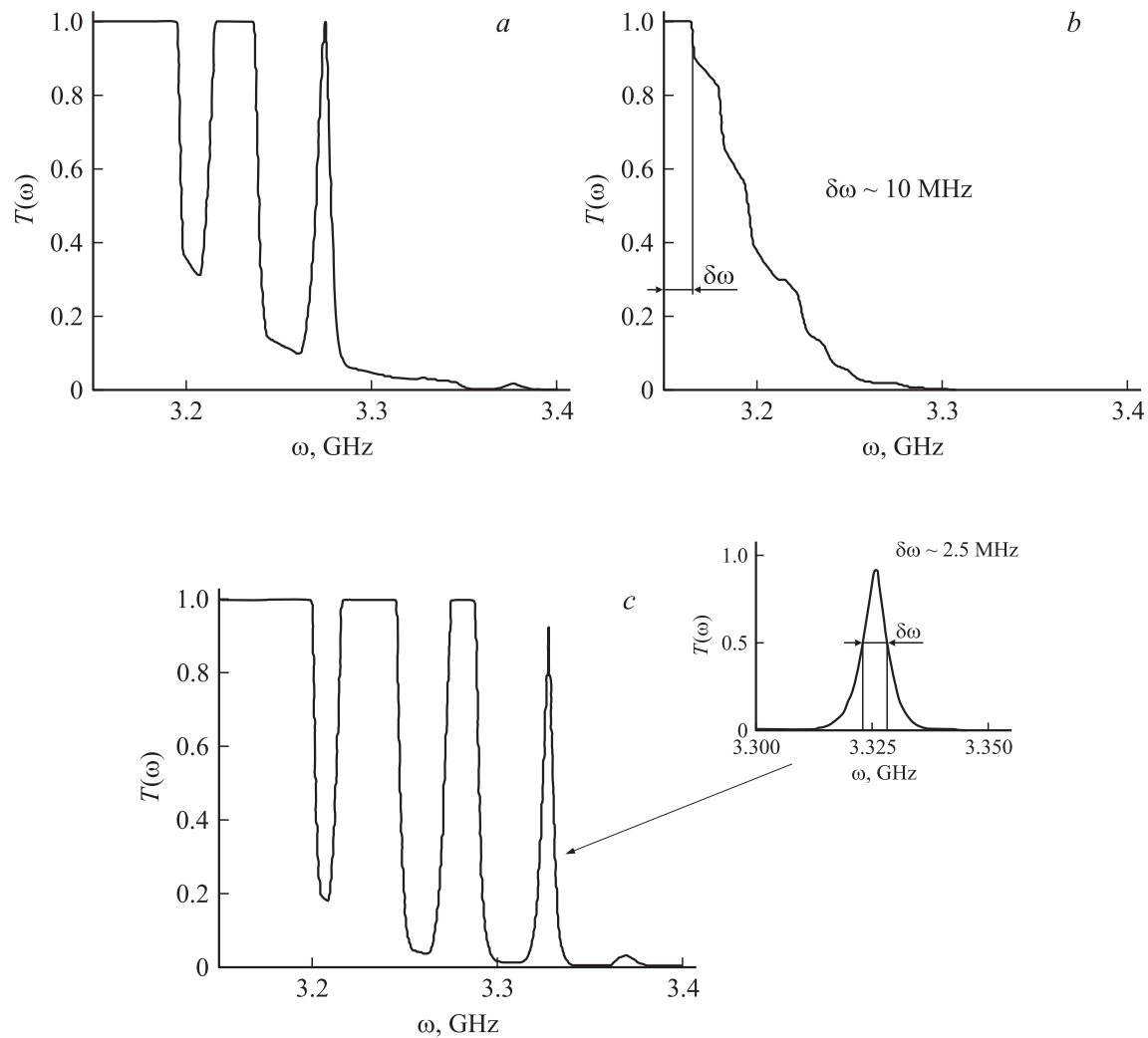


Рис. 9. Спектральные характеристики фильтра ПМСВ на основе ферромагнитной пленки переменного сечения с периодической структурой параллельных полос. $\xi = 0.25$ (a), 0.75 (b) и 0.17 cm^{-1} (c).

направлению внешнего магнитного поля четырехмерная поверхность вырождается в трехмерную. В таком случае с уменьшением толщины пленки дисперсионная кривая, представляющая собой сечение поверхности координатной плоскостью, становится более пологой. Если считать, что волна распространяется с постоянной частотой, волновое число должно увеличиваться с уменьшением толщины пленки.

Учет поправок, вычисленных с помощью метода ВКБ, показал, что при распространении ПМСВ в пленке, толщина которой изменяется по линейному закону, волна перестает быть поверхностной, у нее появляется объемная компонента, излучаемая в глубь ферромагнитной пленки. Амплитуда ПМСВ увеличивается при уменьшении толщины пленки и уменьшается при увеличении ее толщины.

Получены дисперсионные поверхности для произвольной функциональной зависимости толщины пленки от координаты.

Методом Кронига–Пенни рассчитана дисперсия ПМСВ, распространяющейся в пленке линейно меняющейся толщины с периодической структурой в виде параллельных вытравленных полос. Показано, что при распространении ПМСВ в такой среде с уменьшением толщины пленки спектр ее энергетических состояний становится более насыщенным.

Рассмотрена возможность использования исследованных эффектов для построения узкополосных и „гребенчатых“ фильтров СВЧ. Варьируя геометрические параметры пленки, период и ширину вытравленных полостей, можно получить необходимую пропускательную характеристику ферромагнитной пленки с такими структурами.

Список литературы

- [1] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R. De Meade. Photonic crystals: molding the flow of light. 2nd ed. Princeton University Press, Princeton (2008). 286 p.

- [2] M.S. Kushwaha, P. Halevi, G. Martínez, L. Dobrzynski, B. Djafari-Rouhani. *Phys. Rev. B* **49**, 2313 (1994).
- [3] S.A. Nikitov, R.S. Popov, I.V. Lisenkov, C.K. Kim. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectrics Frequency Control* **55**, 8 (2008).
- [4] Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов. *ДАН* **380**, 469 (2001).
- [5] S.A. Nikitov, Ph. Tailhades, S.S. Tsai. *J. Magn. Magn. Mater.* **236**, 320 (2001).
- [6] Л. Бриллюэн, М. Пароди. *Распространение волн в периодических структурах*. ИЛ, М. (1959). 457 с.
- [7] Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов, Л.В. Животовский, А.А. Климов, Ч. Цай, Ф. Тайед, С.Л. Высоцкий, Ю.А. Филимонов. *Письма в ЖЭТФ* **77**, 670 (2003).
- [8] H. Al-Wahsh, A. Akjouj, B. Djafari-Rouhani, J.O. Vasseur, L. Dobrzynski, P.A. Deymier. *Phys. Rev. B* **59**, 8709 (1999).
- [9] Н.Ю. Григорьева, Б.А. Калиникос. *ЖТФ* **79**, 8, 110 (2009).
- [10] E. Schlomann. *J. Appl. Phys.* **35**, 159 (1964).
- [11] E. Schlomann, R.I. Joseph. *J. Appl. Phys.* **35**, 167 (1964).
- [12] A.V. Vashkovsky, E.H. Lock, V.I. Shcheglov, V.I. Zubkov. *IEEE Trans. Magn.* **26**, 1480 (1990).
- [13] А.В. Вашковский, В.И. Зубков, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов. *РЭ* **38**, 818 (1993).
- [14] J.O. Vasseur, L. Dobrzynski, B. Djafari-Rouhani, H. Puzkarski. *Phys. Rev. B* **54**, 1043 (1996).
- [15] A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, M. Inoue, M. Levy, A.B. Granovsky. *Physica B* **394**, 277 (2007).
- [16] R.W. Damon, J.R. Eshbach. *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961).
- [17] А.В. Вашковский, В.И. Зубков, Э.Г. Локк, В.И. Щеглов. *Письма в ЖТФ* **15**, 1 (1989).
- [18] J. Mathews, R.L. Walker. *Mathematical methods of physics*. W.A. Benjamin, N.Y. (1970). 515 p.
- [19] М. Адамс. *Введение в теорию оптических волноводов*. Мир, М. (1984). 512 с.
- [20] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. Наука, М. (1994). 464 с.
- [21] R. de L. Kronig, W. Penney. *Proc. Roy. Soc.* **130**, 499 (1931).
- [22] F. Villa, J.A. Gaspar-Armenta. *Opt. Express* **12**, 2338 (2004).
- [23] J.D.J. Ingle, S.R. Crouch. *Spectrochemical analysis*. Prentice Hall, N. J. (1988). 589 p.