

01; 09

© 1990 г.

ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ОТ КРАЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОЛУПЛОСКОСТИ

Г. А. Вугальтер, А. Г. Коровин

Исследовано отражение поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ), падающей под произвольным углом из-под металлической полуплоскости на ее край, перпендикулярный полю подмагничивания. Найдены условия, при которых энергетический коэффициент отражения обращается в единицу. Обсуждаются свойства волноведущей системы, в основу работы которой положен эффект полного внутреннего отражения ПМСВ от краев металлической полоски, лежащей на поверхности ферритовой пленки.

В последнее время интенсивно исследуется дифракция магнитостатических волн (МСВ), распространяющихся в ферритовых пленках, на различных неоднородностях. Преломление поверхностных МСВ (ПМСВ) на границе областей пленки с разной толщиной проанализировано в работе [1]. Дифракция ПМСВ и обратных объемных МСВ (ООМСВ) на магнитных решетках экспериментально изучалась в [2, 3]. Брэгговская дифракция ООМСВ на периодических структурах, получающихся при ионной имплантации ферритовых пленок, теоретически и экспериментально исследована в [4, 5]. Задачи об отражении ПМСВ и ООМСВ от неровного участка поверхности пленки и от металлической полоски, которые произвольным образом ориентированы относительно поля подмагничивания, рассмотрены в [6, 7]. Коэффициент отражения ПМСВ, падающей по нормали из-под металлической полуплоскости на ее край, в случае, когда магнитное поле параллельно границе полуплоскости, а сама полуплоскость лежит на поверхности ферритовой пленки, найден в [8].

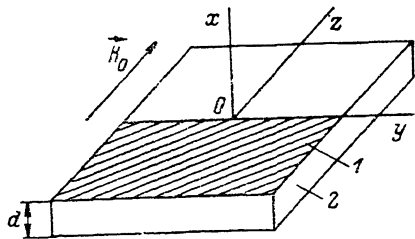
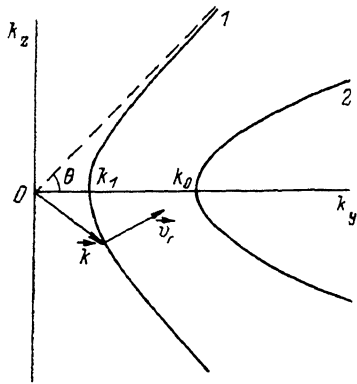


Рис. 1. Металлическая полуплоскость (1) на поверхности ферритовой пленки (2).
 $H_0 \parallel Oz$.

Цель настоящей работы — исследование отражения ПМСВ, которая падает под произвольным углом из-под металлической полуплоскости на ее границу, перпендикулярную полю подмагничивания. Покажем, что в области частот, где одновременно существуют ПМСВ в металлизированной и в неметаллизированной пленках феррита, при фиксированной частоте существует интервал значений проекции волнового вектора падающей волны на границу полуплоскости, в котором энергетический коэффициент отражения обращается в единицу, т. е. имеет место полное внутреннее отражение ПМСВ. Отсюда следует, что металлическая полоска, нанесенная на поверхность ферритовой пленки, образует в магнитном поле, перпендикулярном границам полости, волновод ПМСВ. Дисперсионные зависимости для такого волновода при фиксированных значениях ширины полоски, толщины пленки и магнитного поля получены численными методами в [9]. В разделе 3 мы обсудим свойства металлической полоски как волновода ПМСВ, в частности, найдем допустимый (с точки зрения сохра-

ления волноведущих свойств) интервал углов отклонения магнитного поля от направления, перпендикулярного краю полоски.

1. Пусть из-под металлической полуплоскости $x=0, z < 0$, лежащей на поверхности ферритовой пленки (рис. 1), падает на границу полуплоскости ПМСВ с циклической частотой ω и волновым вектором $\mathbf{k}_i = (0, k_{iy}, k_{iz})$, где $k_{iy} > 0$. Полагаем $\sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)} < \omega < \omega_H + \omega_M/2$ ($\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = \gamma^2 \mu M_0$, γ — магнитомеханическое отношение; H_0, M_0 — внешнее магнитное поле и намагниченность насыщения феррита), тогда и в металлизированной, и в неметаллизированной пленках феррита могут распространяться ПМСВ с действительными волновыми векторами (потери в феррите пренебрегаем, металл считаем идеальным). Поскольку волна падает из-под металла, то проекция ее групповой



скорости на ось z положительна, что соответствует, как ясно из рис. 2, $k_{iz} < 0$. Будем искать рассеянные поля в магнитоэстатическом приближении. Решая уравнения для магнитного потенциала $\psi(x, z) \exp(ik_{iy}y - i\omega t)$ в пленке и вне ее с помощью преобразования Фурье по координатам

Рис. 2. Линии постоянной частоты ПМСВ в металлизированной (1) и неметаллизированной (2) пленках феррита.

v_g — групповая скорость ПМСВ с волновым вектором \mathbf{k} .

нате z , используя условия непрерывности ψ, B_x при $x = -d$, условие непрерывности B_x при $x = 0$, а также соотношение

$$[\mathbf{x}_0 \times (\mathbf{H}(x = +0, y, z) - \mathbf{H}(x = -0, y, z))] = 4\pi \mathbf{j}(z) \exp(ik_{iy}y - i\omega t) / c \quad (1)$$

(\mathbf{x}_0 — орт оси x), найдем связь плотности поверхностного тока $\mathbf{j}(z) \exp(ik_{iy}y - i\omega t)$ на металле и магнитной индукции на верхней грани пленки (множитель $\exp(ik_{iy}y - i\omega t)$ далее опускаем)

$$j_x(z) = - \int_0^{\infty} \frac{dq}{2\pi} e^{iqz} \frac{ik_{iy}}{\sqrt{k_{iy}^2 + q^2}} \frac{D(\omega, k_{iy}, q)}{\bar{D}(\omega, k_{iy}, q)} \frac{c}{4\pi} B_x(x=0, q) + a e^{ik_{iz}z}. \quad (2)$$

Здесь a — амплитуда z -компоненты плотности тока падающей волны;

$$D(\omega, k_{iy}, q) = e^{2d} [(\mu_x + \sqrt{k_{iy}^2 + q^2})^2 - \mu_a^2 k_{iy}^2] - (\mu_x - \sqrt{k_{iy}^2 + q^2})^2 + \mu_a^2 k_{iy}^2, \quad (3)$$

$$\bar{D}(\omega, k_{iy}, q) = e^{2d} (\mu_x - \mu_a k_{iy} + \sqrt{k_{iy}^2 + q^2})(\mu_x + \mu_a k_{iy}) - (\mu_x + \mu_a k_{iy} - \sqrt{k_{iy}^2 + q^2})(\mu_x - \mu_a k_{iy}), \quad (4)$$

$\mu_x = \sqrt{k_{iy}^2 + q^2}/\mu$; $\mu_{xx} = \mu$, $\mu_{xy} = -i\mu_a$ — компоненты тензора магнитной проницаемости феррита [10]; $B_x(x=0, q)$ — фурье-компонента магнитной индукции

$$B_x(x=0, q) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_x(x=0, z) e^{-iqz} dz, \quad (5)$$

Γ — контур интегрирования в комплексной плоскости q , идущий по действительной оси и обходящий действительные нули функций $D(\omega, k_{iy}, q)$, $\bar{D}(\omega, k_{iy}, q)$ в правой полуплоскости сверху, а в левой полуплоскости — снизу.

Уравнение для $j_y(z)$ легко получить из (2), если учесть, что $\text{div } \mathbf{j} = 0$.

Полагая $D=0, \bar{D}=0$, приходим к дисперсионным уравнениям ПМСВ в неметаллизированной [11] и металлизированной [12] пленках феррита. Каждое из

этих уравнений определяет z -компоненту волнового вектора ПМСВ с частотой ω и проекцией k_{iy} волнового вектора на ось y . Очевидно, $\tilde{D}(\omega, k_{iy}, k_{iz})=0$.

Обозначим волновые векторы отраженной и прошедшей волны соответственно $\mathbf{k}_r=(0, k_{iy}, k_{iz})$, $\mathbf{k}_t=(0, k_{iy}, k_{tz})$. Поскольку \tilde{D} — четная функция q , то $k_{iz} = -k_{tz}$. Что касается k_{iz} , то возможны два случая (рис. 2). Если

$$k_{iy} > k_0 \equiv \frac{1}{2d} \ln \frac{(1-u)^2 - u_a^2}{(1+u)^2 - u_a^2}, \quad (6)$$

то k_{tz} — действительный отрицательный корень уравнения $D=0$; если же

$$k_0 > k_{iy} > k_1 \equiv \frac{1}{2d} \ln \frac{(u_a - u)(1 - u_a - u)}{(u_a + u)(1 - u_a + u)}, \quad (7)$$

то уравнение $D=0$ действительных корней не имеет и величина k_{iz} чисто мнимая. Она связана с k_{iy} параметрически уравнениями

$$\begin{aligned} k_{tz} &= ik_{iy} \operatorname{th} \xi, & k_{iy} &= \frac{\operatorname{ch} \xi}{2d \sqrt{\operatorname{ch}^2 \xi - u^{-1} \operatorname{sh}^2 \xi}} \times \\ &\times \ln \frac{(u \sqrt{\operatorname{ch}^2 \xi - u^{-1} \operatorname{sh}^2 \xi} - 1)^2 - u_a^2 \operatorname{ch}^2 \xi}{(u \sqrt{\operatorname{ch}^2 \xi - u^{-1} \operatorname{sh}^2 \xi} + 1)^2 - u_a^2 \operatorname{ch}^2 \xi} \end{aligned} \quad (8a)$$

при $0 \leq \operatorname{th} \xi \leq \sqrt{u}$ и

$$\begin{aligned} k_{tz} &= ik_{iy} \operatorname{th} \xi, & k_{iy} &= \frac{\operatorname{ch} \xi}{d \sqrt{u^{-1} \operatorname{sh}^2 \xi - \operatorname{ch}^2 \xi}} \times \\ &\times \operatorname{arctg} \frac{2u \sqrt{u^{-1} \operatorname{sh}^2 \xi - \operatorname{ch}^2 \xi}}{u_a^2 \operatorname{ch}^2 \xi + u^2 (u^{-1} \operatorname{sh}^2 \xi - \operatorname{ch}^2 \xi) - 1} \end{aligned} \quad (8б)$$

при $\operatorname{th} \xi \geq \sqrt{u}$.

Вернемся к уравнению (2). Перейдем в нем к рассеянному току $I(z) = j_z(z) - \theta(-z) a e^{ik_{iz}z}$, где $\theta(-z) = 1$ при $z < 0$ и $\theta(-z) = 0$ при $z > 0$, и выполним преобразование Фурье. Поскольку $I(z > 0) \equiv 0$, $B_x(x=0, z < 0) \equiv 0$, то в силу используемого нами определения преобразования Фурье $I(q)$, $B_x(x=0, q)$ аналитичны в областях комплексной плоскости q , лежащих соответственно выше и ниже контура C (обозначим их S^+ , S^-). Будем понимать под $\sqrt{q(q + ik_{iy})}$, $\sqrt{q(q - ik_{iy})}$ функции, первая из которых аналитична на плоскости q с разрезом по отрезку $(-ik_{iy}, 0)$, вторая — на плоскости q с разрезом по отрезку $(0, ik_{iy})$. При этом функции

$$\Phi^+(q) = iI(q) \sqrt{q(q + ik_{iy})},$$

$$\Phi^-(q) = (4\pi)^{-1} c k_{iy} B_x(x=0, q) \sqrt{q(q - ik_{iy})} \quad (9)$$

аналитичны в областях S^+ , S^- и удовлетворяют на контуре C уравнению

$$\Phi^+(q) = G(q) \Phi^-(q) + \frac{a}{q - k_{iz}} \sqrt{q(q + ik_{iy})}, \quad (10)$$

где $G(q) = (\operatorname{sign} q) D(\omega, k_{iy}, q) / \tilde{D}(\omega, k_{iy}, q)$.

Функция $G(q)$ не обращается на C ни в нуль, ни в бесконечность, но имеет конечные разрывы при $q=0, \infty$. Таким образом, (10) — задача сопряжения в общем случае [13]. Из асимптотики полей вблизи ребра полуплоскости ($j_y(z \rightarrow -0) \sim |z|^{-1/2}$) и интегрируемости $I(z)$, $B_x(x=0, z)$ следует, что решение уравнения (10) должно быть ограниченным при $q \rightarrow 0, \infty$.

2. В дальнейшем нам понадобится в основном $\Phi^+(q)$, поэтому приведем выражение лишь для этой функции, опуская процедуру решения задачи сопряжения [13] и обозначив для краткости $u=2dk_{iy}$, $v=-2dk_{iz}$, $v_1=-2dk_{iz}$, $\zeta=2dq$. Итак,

$$\Phi^+(\zeta) = \frac{a}{\zeta + v} \left[\sqrt{\zeta(\zeta + iu)} + \sqrt{-v(-v + iu)} \frac{(\zeta + i) X^+(\zeta)}{(v - i) X^+(-v)} \right], \quad (11)$$

где $X^+(\zeta)$ — аналитическая в S^+ часть канонической функции [13], ограниченная при $\zeta \rightarrow 0, \infty$.

Она описывается формулами

$$X^+(\zeta) = -\frac{2i}{\zeta+i} \frac{\zeta-v_1}{\zeta-v} \frac{v+i}{v_1+i} e^{\alpha^+(\zeta)},$$

$$\Omega^+(\zeta) = (\ln \zeta + i\pi/2) (1 + (2\pi i)^{-1} \ln G(-0)) - (\ln \zeta - i3\pi/2) (1 + (2\pi i)^{-1} \ln G(+0)) + \frac{\zeta+i}{2\pi i} \int_{C_1} \frac{d\tau}{(\tau+i)(\tau-\zeta)} \ln \frac{D(\omega, u, \tau) \bar{D}(\omega, u, 0)}{\bar{D}(\omega, u, \tau) D(\omega, u, 0)}. \quad (12)$$

Здесь принято, что $G(-0)/G(+0) = e^{i\pi}$. Под $\ln \zeta$ понимается функция, аналитичная на комплексной плоскости ζ с разрезом по полуоси $-\infty < \text{Im } \zeta < 0$, причем $\text{Im } \ln \zeta = 0$ при действительных положительных ζ . Функции $D(\omega, u, \zeta)$, $\bar{D}(\omega, u, \zeta)$ определены формулами (3), (4), если в правых частях последних положить $k_{iy} = u/2d$, $q = \zeta/2d$. Контур C_1 проходит слева направо по берегам разреза, проведенного по мнимой оси от $\tau = -i\infty$ до $\tau = -iu$. Если $u > 1$, то к $\Omega^+(\zeta)$ следует добавить слагаемое $\ln [D(\omega, u, -i) \bar{D}(\omega, u, 0) / \bar{D}(\omega, u, -i) D(\omega, u, 0)]$. Очевидно, $\Omega^+(\zeta)$ аналитична в S^+ . При выводе (12) учтено, что $q = -i\sqrt{\mu} k_{iy}$ не является точкой ветвления функции D/\bar{D} , а также то, что мнимые значения k_{iy} не превосходят по модулю k_{iy} .

Согласно (9), (11) рассеянный ток равен

$$I(z) = \frac{a}{2\pi i} \int_{\gamma} \frac{d\zeta}{\zeta+v} \left[1 + \frac{\sqrt{-v(-v+iu)}}{\sqrt{\zeta(\zeta+iu)}} \frac{(\zeta+i) X^+(\zeta)}{(v-i) X^+(-v)} \right] e^{i\zeta z/2d}. \quad (13)$$

Вычет подынтегрального выражения (13) в точке $\zeta = v$ описывает плотность тока отраженной волны

$$a_r e^{ik_{rz}z} = a e^{-ik_{iz}z} \frac{v-v_1}{v+v_1} e^{i(\pi - \arctg(u/v) + \Omega^+(v) - \Omega^+(-v))}. \quad (14)$$

Поскольку поля падающей и отраженной волн одинаково зависят от координаты x , то под коэффициентом отражения R можно понимать отношение a_r/a , а под энергетическим коэффициентом отражения — $|R|^2$. Величина $\Omega^+(v) - \Omega^+(-v)$ чисто мнимая, она дает вклад лишь в фазу коэффициента отражения, поэтому

$$|R|^2 = \left| \frac{k_{iz} - k_{tz}}{k_{iz} + k_{tz}} \right|^2. \quad (15)$$

Заметим, что если ПМСВ падает на границу металлической полуплоскости из неметаллизированной части ферритовой пленки, то энергетический коэффициент отражения также описывается формулой (15) с той лишь разницей, что под k_i и k_t нужно понимать теперь волновые векторы ПМСВ соответственно в неметаллизированной и металлизированной пленках феррита.

Если на заданной частоте выполняется условие (7), то $|R|^2 = 1$, т. е. падающая из-под металла ПМСВ испытывает полное внутреннее отражение, обусловленное тем, что в неметаллизированной пленке феррита не существует распространяющейся волны с проекцией волнового вектора на ось y , равной k_{iy} . Условие полного внутреннего отражения (7) можно сформулировать в виде $\theta_{i0} < \theta_i < 0$, где θ_i — угол между волновым вектором падающей ПМСВ и границей полуплоскости; θ_{i0} — значение θ_i , при котором $k_{iy} = k_0$. При изменении частоты от $\sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ до $\omega_H + \omega_M/2$ ширина интервала (7) $k_0 - k_1$ возрастает от нуля до бесконечности, а угол θ_{i0} изменяется от $-\pi/2$ до $-\arctg \sqrt{3 + 4\omega_H/\omega_M}$. Если $H_0 \geq 4\pi M_0$, то $k_0 \geq k_1$ и можно считать $\theta_{i0} \simeq -\Theta(\omega)$, где $\Theta(\omega)$ — угол наклона асимптоты кривой I (рис. 2) к оси k_y . Согласно [12],

$$\Theta(\omega) = \arctg \sqrt{(\omega_H + \omega_M)^2 - \omega^2} / (\omega^2 - \omega_H^2 - \omega_H \omega_M). \quad (16)$$

Фаза коэффициента отражения $\varphi = \arg R$ в области (7) равна

$$\varphi = \pi/2 - \arctg (|k_{iy}|/|k_{iz}|) + 2 \arctg (|k_{iz}|/|k_{iy}|) + \\ + \frac{|k_{iz}|}{\pi} \operatorname{Im} \int_{k_{iy}}^{+\infty} \frac{dq}{q^2 + k_{iz}^2} \ln \frac{D(\omega, k_{iy}, -iq + 0) \bar{D}(\omega, k_{iy}, -iq - 0)}{\bar{D}(\omega, k_{iy}, -iq + 0) D(\omega, k_{iy}, -iq - 0)}. \quad (17)$$

Функция φ зависит от ω/ω_M , ω_H/ω_M , $2dk_{iy}$ (или от ω/ω_M , ω_H/ω_M , $2dk_{iz}$). При $k_{iy} \rightarrow k_1$ величина k_{iz} стремится к нулю, в то время как k_{iz} остается конечной, поэтому $\varphi(k_{iy} \rightarrow k_1) \rightarrow \pi$. Рассчитанные на ЭВМ зависимости φ от $2dk_{iz}$ при различных частотах и полях подмагничивания показаны на рис. 3. Здесь же показаны линии постоянной частоты, позволяющие выразить φ как функцию $2dk_{iy}$.

При полном внутреннем отражении магнитная индукция в области $z > 0$ состоит из двух слагаемых, одно из которых пропорционально $e^{-|k_{iz}z|}$, другое (при $z \gg 1/|k_{iz}|$) — $e^{-|k_{iy}z|/z^{3/2}}$. Поскольку $|k_{iz}| < k_{iy}$, то поле в немагнетализированной части пленки локализовано вблизи края полуплоскости на расстоянии порядка $1/|k_{iz}|$.

Заменяя в уравнении (2) q, z на $-q, -z$ и учитывая, что функции D, \bar{D} четны относительно q , приходим к выводу, что если ПМСВ с частотой ω и волновым вектором $(0, k_{iy}, -k_{iz})$ падает из-под металлической полуплоскости $x=0, z > 0$ на ее край, то коэффициент отражения волны описывается формулами (15), (17), как в рассмотренном выше случае.

До сих пор мы считали $k_{iy} > 0$. При $k_{iy} < 0$ линии постоянной частоты в немагнетализированной и немагнетализированной пленках феррита отличаются незначительно и полное внутреннее отражение ПМСВ возможно в узком интервале $-k_0 < k_{iy} < -k_0 + k_1$.

Пусть край металлической полуплоскости образует с осью y угол α , а магнитное поле по-прежнему параллельно оси z . Учитывая, что вектор групповой скорости волны перпендикулярен линии постоянной частоты в точке, соответствующей волновому вектору волны, с помощью рис. 2 нетрудно понять, что при $\alpha_0(\omega) < \alpha < \pi/2$, где $\alpha_0(\omega) = \pi/2 - \Theta(\omega)$, не существует ПМСВ с $k_{iy} > 0$, падающих из-под металлической полуплоскости на ее край, а при $-\pi/2 < \alpha < -\alpha_0(\omega)$ не существует отраженной ПМСВ. Следовательно, необходимое условие полного внутреннего отражения волны с частотой ω и $k_{iy} > 0$ есть

$$-\alpha_0(\omega) < \alpha < \alpha_0(\omega). \quad (18)$$

При заданном магнитном поле угол $\alpha_0(\omega)$ тем больше, чем больше ω . Полагая для оценок $\omega = \omega_H + \omega_M/2$, $\omega_H = \omega_M$, получим $\alpha_0 \approx 20.7^\circ$.

3. Пусть на поверхность ферритовой пленки $x=0$ нанесена металлическая полоска шириной w . Края полоски считаем параллельными оси y , $\mathbf{H}_0 \parallel Oz$. Благодаря полному внутреннему отражению ПМСВ от краев полоски такая система может служить волноводом ПМСВ. Постоянная распространения h_n n -й моды на частоте ω определяется системой уравнений ($h_n > 0$)

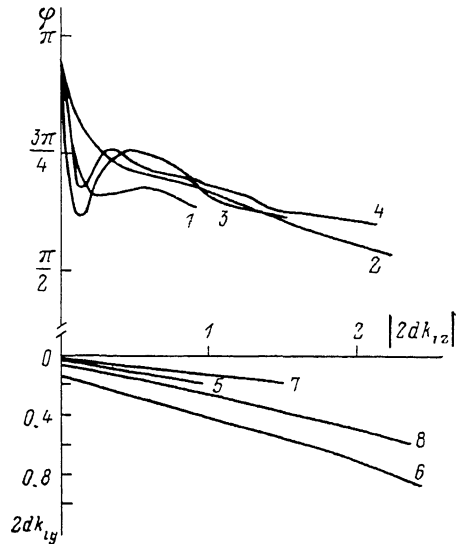


Рис. 3. Зависимость фазы коэффициента отражения от z -проекции волнового вектора падающей волны (1—4) и линии постоянной частоты ПМСВ в металлизированной пленке феррита (5—8).

$$\omega_H/\omega_M = 0.3 (1, 2, 5, 6), 1.6 (3, 4, 7, 8); \omega/\omega_M = 0.66 (1, 5), \\ 0.73 (2, 6), 2.05 (3, 7), 2.08 (4, 8).$$

$$\begin{aligned} \tilde{D}(\omega, h_n, q_n) &= 0, \\ w|q_n| - \varphi(\omega, q_n) &= \pi n \quad (n = 0, 1, 2, \dots). \end{aligned} \quad (19)$$

Функции $\tilde{D}(\omega, h_n, q_n)$, $\varphi(\omega, q_n)$ описываются формулами (4), (17), если в последних заменить k_{iy} , k_{iz} на h_n , q_n . Занись (19) предполагает, что $w|q_n| \gg 1$. На наш взгляд, решение системы (19) проще, чем метод расчета дисперсионной зависимости $h_n(\omega)$, предложенный в [9].

Из рис. 2, 3 видно, что на фиксированной частоте существует конечное число распространяющихся мод. Оно тем больше, чем больше ширина полоски и чем ближе частота к $\omega_{H1} + \omega_M/2$.

Рассматриваемый волновод ПМСВ — открытая система. Поля распространяющихся в нем волн выходят за пределы той области пленки, которая покрыта металлом. Как ясно из раздела 2, масштаб локализации полей вблизи краев полоски равен по порядку величины $1/|k_{iz}|$ (см. (8), где надо положить $k_{iy} = h_n$). С увеличением номера моды на данной частоте значение h_n приближается к k_0 , при этом $1/|k_{iz}|$ растет и степень локализации моды падает.

Если края полоски образуют с осью y угол α , то при условии (18) волноводные свойства полоски на частотах, больших или равных ω , сохраняются. Заметим, что при $\alpha \neq 0$ волны, отражающиеся от правого и левого краев полоски, имеют различные проекции волновых векторов на направление, перпендикулярное краям, и отражаются с разными фазами, поэтому система уравнений (19) для расчета постоянной распространения должна быть заменена более сложной.

Авторы благодарны А. Г. Новиковой за помощь в проведении расчетов на ЭВМ.

Список литературы

- [1] Ваишковский А. В., Шахназарян Д. Г. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 15. С. 908—911.
- [2] Вороненко А. В., Герус С. В. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 10. С. 632—635.
- [3] Вороненко А. В., Герус С. В. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 9. С. 1841—1843.
- [4] Бабенко В. Э., Попков А. Ф. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 839—845.
- [5] Бабенко В. Э., Медников А. М., Миляев Ю. К. и др. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 10. С. 2039—2041.
- [6] Беспятых Ю. И., Дикштейн И. Е., Шахназарян Д. Г. // Тез. докл. региональной конф. «Спин-волновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. С. 61—62.
- [7] Беспятых Ю. И., Дикштейн И. Е., Симонов А. Д. // Тез. докл. региональной конференции «Спинволновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. С. 63—64.
- [8] Вугальтер Г. А., Коровин А. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 3. С. 429—434.
- [9] Uehara M., Yashiro K., Ohkawa S. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 5. P. 2582—2587.
- [10] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.
- [11] Damon R. W., Eshbach J. R. // J. Phys. Chem. Sol. 1961. Vol. 19. N 3—4. P. 308—320.
- [12] Perekh J. P. // Proc. IEEE. 1973. Vol. 61. N 9. P. 1371—1373.
- [13] Мусхелишвили П. П. Сиггулярные интегральные уравнения. 2-е изд. М.: Физматгиз, 1962. Гл. 4.

Поступило в Редакцию
30 ноября 1988 г.