ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXX, № 3 РАДИОФИЗИКА 1987

УДК 537.874.2

ОТРАЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В МЕТАЛЛИЗИРОВАННОЙ ПЛЕНКЕ ФЕРРИТА, ОТ ГРАНИЦЫ МЕТАЛЛА

Г. А. Вугальтер, А. Г. Коровин

Исследовано отражение поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в покрытой идеальным металлом пленке феррита, от границы металлической полуплоскости. Найден коэффициент отражения, проанализирована его зависимость от частоты и поля подмагничивания. Показано, что при изменении направления постоянного магнитного поля на противоположное коэффициент отражения не изменяется.

При создании устройств обработки сигналов на поверхностных магнитостатических волнах (ПМСВ) необходимо знать, как отражаются эти волны от различных неоднородностей на поверхности ферритовой пленки. Теория отражения ПМСВ мелкими канавками на поверхности пленки построена в [1]. Отражение ПМСВ системой металлических полосок и одиночной металлической полоской, толщина которых мала по сравнению с глубиной скин-слоя, исследовано в работах [2, 3]. Отражение ПМСВ полуплоскостью и полоской из идеального металла (что соответствует случаю, когда толщина металла больше глубины скин-слоя, но значительно меньше длины ПМСВ) рассмотрено в статьях [4, 5]. Эксперименты по отражению ПМСВ решеткой металлических полосок описаны в [6]. Однако до сих пор не рассматривалось отражение ПМСВ, распространяющихся в ферритовой пленке, покрытой металлом, от неоднородностей, обусловленных нарушением металлического покрытия. Цель нашей работы — исследовать отражение ПМСВ, набегающих из-под металлической полуплоскости на ее границу по нормали (рис. 1).

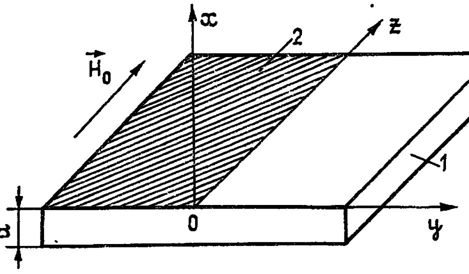

Рис. 1. Пленка феррита (1), покрытая полуплоскостью из идеального металла (2). Магнитное поле параллельно оси z.

Как известно [7], если магнитное поле лежит в плоскости пленки, одна поверхность которой покрыта идеальным металлом, перпендикулярно магнитному полю могут распространяться в противоположных направлениях две ПМСВ с различными волновыми числами при заданной циклической частоте ω — система невзаимна. В случае, показанном на рис. 1, в положительном направлении распространяется волна, локализованная вблизи границы с металлом и существующая в интервале частот $\sqrt{\omega_H(\omega_H+\omega_M)}<\omega<\omega_H+\omega_M$, где $\omega_H=\gamma H_0$, $\omega_M=\gamma 4\pi M_0$, γ — магнитомеханическое отношение, H_0 и M_0 — постоянное магнитное поле и намагниченность насыщения. Обозначим ее волновое число $k_1(\omega)$. В отрицательном направлении y распространяется волна, локализованная вблизи нижней границы ферритовой пленки и существующая в интервале частот $\sqrt{\omega_H(\omega_H+\omega_M)}<\omega<\omega_H+\omega_M/2$. Обозначим ее волновое число — $k_2(\omega)$. При изменении направления магнитного поля на противоположное волна, локализованная вблизи границы с металлом, распространяется в отрицательном направлении y, а волна, локализованная вблизи нижней границы ферритовой пленки, — в положительном направлении. При анализе отражения волн ограничимся частотной областью $\sqrt{\omega_H(\omega_H+\omega_M)}<\omega<\omega_H+\omega_M/2$, где существуют обе волны (а также волны в пленке феррита, не покрытой металлом).

Получим в магнитостатическом приближении интегральное уравнение, связывающее нормальную компоненту магнитной индукции на поверхности пленки $x=0$, $y>0$, свободной от металла, с поверхностным током на металлической полуплоскости. Оно решается сведением к задаче сопряжения. Затем найдем коэффициент отражения волны, падающей из-под металла на его границу. Покажем, что при изменении направления магнитного поля на противоположное коэффициент отражения не изменяется, т. е., несмотря на сильное различие структур и фазовых скоростей ПМСВ с модулями волновых чисел $k_1(\omega)$, $k_2(\omega)$, эти волны отражаются от полубесконечного участка пленки, не покрытого металлом, одинаково. Покажем, что этот результат можно получить, не прибегая к явному виду коэффициента отражения, а исходя лишь из квадратичного соотношения для полей, записанного применительно к средам, тензор магнитной проницаемости одной из которых получается транспонированием тензора магнитной проницаемости другой (такие тензоры соответствуют противоположно намагниченным средам).

Любопытно отметить, что найденный нами коэффициент отражения по мощности совпадает с соответствующим коэффициентом отражения от металлической полуплоскости ПМСВ, распространяющихся в неметаллизированной пленке феррита [4].

1. Интегральное уравнение. Пусть из-под металла в положительном направлении y падает ПМСВ с циклической частотой ω и волновым числом $k_1(\omega)$. Ей соответствует плотность поверхностного тока $j_{z\,\text{пад}}(y)=ae^{ik_1(\omega)y}$ (a — заданная амплитуда, временну́ю зависимость $e^{-i\omega t}$ всюду опускаем). Найдем в магнитостатическом приближении связь рассеянных тока и магнитной индукции (будем обозначать их штрихом). Для этого решим с помощью преобразования Фурье по координате y уравнение Лапласа для магнитного потенциала в трех областях: в воздухе ($x>0$), в феррите ($-d<x<0$) и в диэлектрической подложке ($x<-d$). Затем воспользуемся граничными условиями: непрерывностью H'_y, B'_x при $x=-d$, непрерывностью B'_x при $x=0$ и условием $H'_y(x=+0,y)-H'_y(x=-0,y)=4\pi j'_z(y)/c$ (непрерывность B'_x при $x=0$ в области $y>0$ очевидна, а в области $y<0$ следует из того, что на металле эта компонента магнитной индукции обращается в нуль). В результате получим

$$\frac{4\pi}{c}j_z(y)=-\int\limits_D \frac{dq}{2\pi}\,iG(q)\,b(q)\,e^{iqy}+\frac{4\pi}{c}\,ae^{ik_1(\omega)y}; \tag{1}$$

$$G(q)=\begin{cases}\dfrac{1+i\mu_{xy}+\mu_{xx}}{i\mu_{xy}+\mu_{xx}}\left(e^{2qd}-e^{2k_0(\omega)d}\right)\left(e^{2qd}-e^{2k_1(\omega)d}\right)^{-1}, & \operatorname{Re} q>0\\[2ex] \dfrac{1-i\mu_{xy}+\mu_{xx}}{i\mu_{xy}-\mu_{xx}}\left(e^{-2qd}-e^{2k_0(\omega)d}\right)\left(e^{-2qd}-e^{2k_2(\omega)d}\right)^{-1}, & \operatorname{Re} q<0\end{cases} \tag{2}$$

Здесь $j_z(y)=j_{z\,\text{пад}}(y)+j'_z(y)$ — плотность тока, μ_{xx}, μ_{xy} — компоненты тензора магнитной проницаемости феррита [8], $k_0(\omega)$ — волновое число ПМСВ, распространяющейся в пленке феррита без металлического покрытия [9], D — контур интегрирования в плоскости комплексной переменной q (рис. 2), $b(q)$ — фурье-компонента магнитной индукции

$$b(q)=\int\limits_{-\infty}^{+\infty} B_x(x=0, y)\, e^{-iqy}dy. \qquad (3)$$

Штрих у $B_x(x=0, y)$ опущен, поскольку в падающей волне $B_{x\,\text{пад}}(x=0, y)\equiv 0$. Потерями в феррите пренебрегаем.

При $y>0$ $j_z(y)\equiv 0$, и мы приходим к искомому интегральному уравнению для магнитной индукции, приравнивая нулю правую часть (1) в области $y>0$. Однако удобнее иметь дело с самим уравнением (1). Обозначим $\Phi^+(q)$ фурье-компоненту функции

$$\frac{4\pi}{c}\left[j_z(y)-\theta(-y)\, a e^{ik_1(\omega)y}\right],$$

где $\theta(-y)=1$ при $y<0$, $\theta(-y)=0$ при $y>0$. Поскольку $j_z(y>0)=0$, $B_x(x=0, y<0)=0$, функции $\Phi^+(q)$, $\Phi^-(q)=-ib(q)$ аналитичны соответственно в областях S^+, S^- (рис. 2). На контуре D они, как следует из (1), удовлетворяют уравнению

$$\Phi^+(q)=G(q)\Phi^-(q)-\frac{4\pi a}{c}\,\frac{i}{q-k_1(\omega)}, \qquad (4)$$

причем на этом контуре функция $G(q)$ не обращается ни в нуль, ни в бесконечность, но испытывает конечные скачки при $q=0, \infty$. Следовательно, уравнение (1) свелось к задаче сопряжения в общем случае [10]. Аналогично [4] можно показать, что мы должны найти решение уравнения (4), ограниченное при $q\to 0, \infty$.

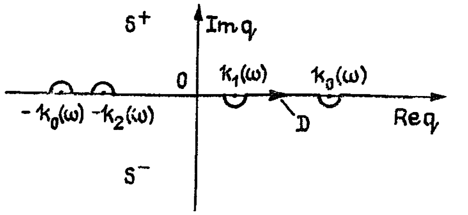

Рис. 2. Контур интегрирования D в плоскости комплексной переменной q. Область S^+ лежит выше контура D, область S^- — ниже контура.

В дальнейшем нам понадобится лишь функция $\Phi^+(q)$. Методом, описанным в [10], получим для нее выражение (ниже введены обозначения $\zeta=2dq$, $z_{0,1,2}=2dk_{0,1,2}(\omega)$)

$$\Phi^+(\zeta)=-\frac{4\pi a}{c}\,\frac{2di}{\zeta-z_1}\left[1-e^{\Omega(\zeta)}\right]\sqrt{\frac{\zeta}{z_1}}\,\frac{\zeta+z_0}{\zeta+z_2}\,\frac{z_1+z_2}{z_1+z_0}\times$$
$$\times\prod_{n=1}^{+\infty}\left(\frac{z_2+z_1+2\pi ni}{z_2+\zeta+2\pi ni}\,\frac{z_0^2-(2\pi ni+\zeta)^2}{z_0^2-(2\pi ni+z_1)^2}\,\frac{2\pi ni}{2\pi ni+\zeta-z_1}\right), \qquad (5)$$

где

$$\Omega(\zeta)=\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{-i\infty}^{0} dt\left(\frac{1}{t-\zeta}-\frac{1}{t-z_1}\right)\ln\left(\frac{e^{-t}-e^{z_0}}{e^{-t}-e^{z_2}}\,\frac{e^{t}-e^{z_1}}{e^{t}-e^{z_0}}\,\frac{1-e^{z_2}}{1-e^{z_1}}\right). \qquad (6)$$

Под $\sqrt{\zeta}$ в формуле (5) следует понимать ветвь, аналитичную на комплексной плоскости с разрезом по полуоси $-\infty<\operatorname{Im}\zeta<0$.

2. Коэффициент отражения. Выражение для рассеянного тока на металлической полуплоскости имеет вид

$$\frac{4\pi}{c}\left[j_z(y)-\theta(-y)ae^{ik_1(\omega)y}\right]=\frac{1}{2\pi}\int\limits_D \Phi^+(\zeta)e^{i\zeta y/2d}\frac{d\zeta}{2d}. \qquad (7)$$

Входящий сюда интеграл равен сумме вычетов в точках $\zeta=-z_2$, $\zeta=z_1-2\pi ni$, $\zeta=-z_2-2\pi ni$ $(n=1,2,3,...)$ и интеграла по берегам разреза, проведенного по мнимой полуоси $-\infty<\operatorname{Im}\zeta<0$. Вычеты в точках $\zeta=z_1-2\pi ni$, $\zeta=-z_2-2\pi ni$ $(n=1,2,3,...)$ соответствуют ПМСВ с комплексными волновыми числами в среде без потерь. Они не переносят энергию [11] и дают вклад лишь в реактивные поля. На расстояниях больше или порядка толщины ферритовой пленки от края металлической полуплоскости поле этих волн экспоненциально мало. Интеграл по берегам разреза также описывает реактивные поля и при $|y|\gg k_1^{-1}(\omega)$, d убывает, как $(4\pi a/c)(k_1(\omega)|y|)^{-3/2}$. Вычет в точке $\zeta=-z_2$ описывает поверхностный ток отраженной волны $a_{\text{отр}}e^{-ik_2(\omega)y}$ с амплитудой

$$a_{\text{отр}}=-ai\sqrt{\frac{z_2}{z_1}}\,e^{\Omega(-z_2)}\frac{z_0-z_2}{z_0+z_1}\times$$
$$\times\prod_{n=1}^{+\infty}\left(\frac{2\pi ni+z_1+z_2}{2\pi ni-z_1-z_2}\,\frac{z_0^2-(2\pi ni-z_2)^2}{z_0^2-(2\pi ni+z_1)^2}\right). \qquad (8)$$

Определим коэффициент отражения по мощности $R(\omega)$ как отношение потока энергии отраженной волны к потоку энергии падающей волны. Вычисляя отношение этих потоков, найдем

$$R(\omega)=\frac{k_1(\omega)}{k_2(\omega)}\left|\frac{a_{\text{отр}}}{a}\right|^2. \qquad (9)$$

Используя (6), (8) и учитывая соотношение $k_0(\omega)=k_1(\omega)+k_2(\omega)$ [4], получим аналитическое выражение для $R(\omega)$:

$$R(\omega)=\frac{k_0(\omega)-k_1(\omega)}{k_0(\omega)+k_1(\omega)}\,\frac{k_0(\omega)-k_2(\omega)}{k_0(\omega)+k_2(\omega)}. \qquad (10)$$

При изменении частоты от $\sqrt{\omega_H(\omega_H+\omega_M)}$ до $\omega_H+\omega_M/2$ коэффициент отражения по мощности монотонно убывает от значения

$$R\left(\sqrt{\omega_H(\omega_H+\omega_M)}\right)=(9+8\omega_H/\omega_M)^{-1} \qquad (11)$$

до нуля. Величина (11) тем меньше, чем больше поле подмагничивания.

Фазу $\varphi(\omega)$ коэффициента отражения по амплитуде определим как аргумент комплексного числа $a_{\text{отр}}/a$. Для нее не удается получить аналитическое выражение. Результаты численного расчета представлены на рис. 3. Как видно из графиков, в значительной части диапазона существования обеих ПМСВ в металлизированной пленке феррита величина $\varphi(\omega)$ близка к $-\pi/2$. Мощность, отражающаяся от границы металлизации, не превышает нескольких процентов, т. е. ПМСВ в металлизированной пленке феррита хорошо трансформируется в ПМСВ в неметаллизированной пленке (и наоборот [4]).

При изменении направления магнитного поля H_0 на противоположное $k_0(\omega)$, $k_{1(2)}(\omega)$ переходят соответственно в $k_0(\omega)$, $k_{2(1)}(\omega)$ и коэффициент отражения (10) не изменяется (это утверждение справедливо и для $\varphi(\omega)$). Следовательно, ПМСВ, локализованная вблизи границы с металлом, и ПМСВ, локализованная вблизи границы ферритовой пленки с подложкой, при падении из-под металлической полуплоскости на ее границу отражаются одинаково.

Получим этот результат, не обращаясь к явному виду $R(\omega)$. Пусть $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$ — поля на частоте ω в системе, показанной на рис. 1, при $\mathbf{H}_0 \uparrow\uparrow 0z$, а $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$ — поля на той же частоте при противоположном направлении постоянного магнитного поля. Обозначим тензор магнитной проницаемости в первом случае $\mu_{ij}(\mathbf{H}_0)$, тогда во втором случае он равен $\mu_{ij}(-\mathbf{H}_0)=\mu_{ji}(\mathbf{H}_0)$. При этом, поскольку нет сторонних токов, справедливо соотношение [8], гл. 5,

$$\int\limits_S ([\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2] - [\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1])\, \mathbf{n}\, dS = 0, \tag{12}$$

где S — замкнутая поверхность, $\mathbf{n}$ — внешняя нормаль к ней. Так как в рассматриваемой нами задаче поля не зависят от z, из (12) можно получить

$$\int\limits_{-\infty}^{+\infty} (E_{1z}H_{2x} - E_{2z}H_{1x})\,|_{y=y_1}\, dx = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} (E_{1z}H_{2x} - E_{2z}H_{1x})\,|_{y=y_2}\, dx. \tag{13}$$

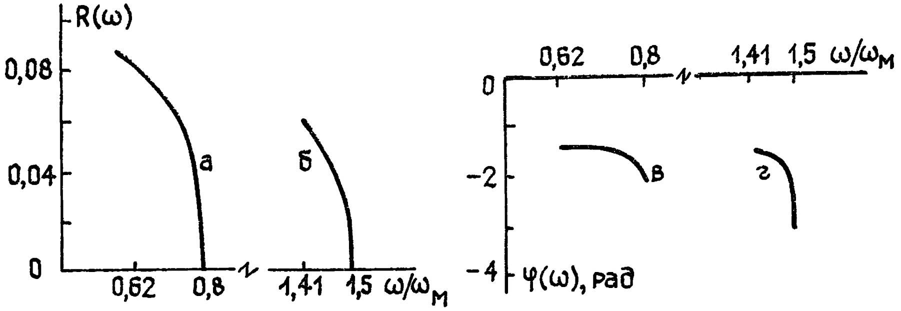

Рис. 3. Частотные зависимости коэффициента отражения по мощности (а, б) и фазы коэффициента отражения (в, г) при $\omega_H/\omega_M=0{,}3$ (а, в) и $\omega_H=\omega_M$ (б, г).

Здесь $y_{1,2}$ — произвольные величины. Будем полагать $y_1<0$, $y_2>0$ и считать $|y_{1,2}|$ настолько большими, чтобы в сечениях $y=y_{1,2}$ можно было учитывать лишь распространяющиеся ПМСВ. Учитывая, что для волны с волновым числом k $E_z=\omega B_x/ck$ и выполняя интегрирование в (13), придем к соотношению для амплитуд волн

$$\frac{B_{1x\,\text{отр}}(x=-d)}{B_{1x\,\text{пад}}(x=-d)}\, k_1(\omega)\,\mathrm{sh}^2 k_1(\omega) d = \frac{B_{2x\,\text{отр}}(x=-d)}{B_{2x\,\text{пад}}(x=-d)}\, k_2(\omega)\,\mathrm{sh}^2 k_2(\omega) d. \tag{14}$$

Индексы «пад» и «отр» соответствуют падающим и отраженным волнам. Выражая коэффициент отражения (9) через амплитуды магнитной индукции на границе пленки $x=-d$, получим с учетом (14) $R(\omega, \mathbf{H}_0)=R(\omega, -\mathbf{H}_0)$.

Аналогично можно доказать инвариантность коэффициента отражения ПМСВ относительно замены $\mathbf{H}_0 \to -\mathbf{H}_0$ в тех случаях, когда отражение происходит от канавок, от металлической полуплоскости или от полоски с разомкнутыми концами (ср. [1, 4, 5]).

Авторы благодарны В. П. Попову за ценные замечания и М. Б. Рогожиной за помощь в проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 11, с. 2282.
2. Гуляев Ю. В., Никитов С. А., Плесский В. П. — ЖТФ, 1982, 52, № 4, с. 799.
3. Никитов С. А. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 8, с. 1651.
4. Вугальтер Г. А. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 7, с. 1382.
5. Вугальтер Г. А., Махалин В. Н. — ЖТФ, 1985, 55, № 3, с. 497.
6. Owens J. M., Smith C. V. (Jr.), Lee S. N., Collins J. H. — IEEE Trans. Magn., 1978, MAG-14, № 5, p. 820.

7. Сешадри С. Р. — ТИИЭР, 1970, 58, № 4, с. 105.
8. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. — М.: Наука, 1973.
9. Damon R. W., Eshbach J. R. — J. Phys. Chem. Solids, 1961, 19, № 3—4, p. 308.
10. Мусхелишвили Н. И. Сингулярные интегральные уравнения. 2-е изд. — М.: Физматгиз, 1962, гл. 4.
11. Вугальтер Г. А. — Радиотехника и электроника, 1983, 28, № 5, с. 955.

Поступила в редакцию
17 июня 1985 г.,
после переработки
30 мая 1986 г.

REFLECTION OF SURFACE MAGNETOSTATIC WAVES, PROPAGATING IN A METALLIZED FERRITE FILM, BY A METAL BOUNDARY

G. A. Vugal'ter, A. G. Korovin

Reflection of surface magnetostatic waves, propagating in a ferrite film, covered by the ideal metal, by the metallic semiplane boundary is investigated. The reflection coefficient is found, its dependence on the frequency and magnetizing field is analyzed. It is shown that the varying of the reflection coefficient does not occur with the change of the constant magnetic field direction to the opposite one.

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ!

Всесоюзное агентство по авторским правам (ВААП) сообщает, что в 1987 г. агентство производит выплату авторского гонорара за перепечатку за рубежом статей, опубликованных в журнале «Радиофизика» в 1983 и 1984 гг. Гонорар, поступивший за право перепечатки, выплачивается по желанию авторов в рублях или чеках Внешпосылторга.

Для получения гонорара автору необходимо оформить справку-заявление (образец публикуется ниже) и направить ее на расчет по адресу:

103670 г. Москва, ул. Б. Бронная, 6-а, Валютное управление ВААП.

Справки-заявления на выплату гонорара по журналу 1983 г. издания принимаются до 1 декабря 1987 г., а по журналу 1984 г. — до 1 июля 1988 г. Выплата гонорара по журналу 1984 г. издания будет производиться начиная с июля 1987 г.

По истечении установленных сроков выплаты гонорара невостребованные суммы списываются в доход госбюджета и автор теряет право на получение гонорара.